

SÉRIE A, n° 3294

N° D'ORDRE :

4166

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BOULÈGUE

1^{re} THÈSE. — LE RAYONNEMENT DE FREINAGE D'UN BÉTATRON DE
31 MeV ET QUELQUES RÉACTIONS (γ , α).

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 17 janvier 1958 devant la Commission d'examen.

M. DE BROGLIE..... *Président.*

PERRIN..... } *Examineurs.*

Mlle CAUGHOIS..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959

SÉRIE A, N° 3294

N° D'ORDRE :

4166

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BOULÈGUE

1^{re} THÈSE. — LE RAYONNEMENT DE FREINAGE D'UN BÉTATRON DE
31 MeV ET QUELQUES RÉACTIONS (γ , α).

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 17 janvier 1958 devant la Commission d'examen.

M. DE BROGLIE..... *Président.*

PERRIN..... } *Examineurs.*

Mlle CAUGHOIS..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et	EICHHORN	T	Biol. végétale (S.P.C.N.).
FOCH	T	Algèbre supérieure.	DE CUGNAC		Biol. végétale (S.P.C.N.).
PAUTHENIER	T	Mécanique physique et	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
DE BROGLIE	T	expérimentale.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PRENANT	T	Electrotechnique générale	L'HÉRITIER	T	Génétique.
GARNIER	T	Théories physiques.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PÉRÈS	T	Anatomie et Histologie	PONCIN	T	Mécanique générale.
		comparées.	THIERY	T	Mécanique appliquée.
LAUGIER	T	Géométrie supérieure.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie
M. CURIE	T	Mécanique des fluides et			des nombres.
BARRABÉ	T	applications.	QUELET	T	Chimie organique.
G. DARMOIS	T	Physiologie générale.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
J. BOURCART	T	Physique (S.P.C.N.).	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
PLANTEFOL	T	Géologie structurale et	CUVILLIER	T	Géologie structurale et
GRASSÉ	T	Géologie appliquée.			Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Calcul des probabilités et	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Physique mathématique.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction
CHAUDRON	T	Géographie physique et			électronique.
WYART	T	Géologie dynamique.	WIEMANN	T	Chimie organique et
TEISSIER	T	Botanique.	JACQUINOT	T	structurale.
MANGENOT	T	Evolution des êtres orga-			Spectroscopie et Phys.
P. AUGER	T	nisés.			céleste.
MONNIER	T	Chimie organique.	VASSY	T	Physique de l'atmo-
PIVETEAU	T	Application de l'analyse	DESTOUCHES		sphère.
ROCARD	T	à la Géométrie.	M. PRUVOST	T	Théories physiques.
H. CARTAN	T	Chimie appliquée.	AMIEL	T	Géologie.
LAFFITTE	T	Minéralogie.	HOCART	T	Chimie générale (P.C.B.).
FAYARD	T	Zoologie.	J.-P. MATHIEU	T	Minéralogie.
COULOMB	T	Biologie végétale.	COUTEAUX	T	Physique (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Physique quantique et	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.)
CHRÉTIEN	T	Relativité.	CHOQUET	T	Biologie animale (P.C.B.)
P. DRACH	T	Physiol. générale.	FELDMANN	T	Calcul diff. et intégral.
KASTLER	T	Paléontologie.	GUINIER	T	Biologie (P.C.B.).
EPHRUSI	T	Physique (E.N.S.).	JOST	T	Physique des solides.
WURMSER	T	Mathématiques (E.N.S.).	FORTET	T	Physiologie comparée.
RIVIÈRE	T	Chimie générale.	SCHWARTZ	T	Calcul des probabilités.
GAUTHERET	T	Géométrie supérieure.	CHOUARD	T	Calcul diff. et intégr.
LUCAS	T	Physique du Globe.	MALAVARD	T	Physiologie végétale.
A. THOMAS	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Aviation.
ARNULF	T	Chimie minérale.	NORMANT	T	Calcul différentiel.
M. MORAND	T	Zoologie.	BÉNARD	T	Chimie organ. (P.C.B.).
SOLEILLET	T	Physique.	BUYAT	T	Chimie (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale	DUGUÉ	T	Botanique (E.N.S.).
DANJON	T	des fluides.	GÉLOSO	T	Statistiques Math.
LAPORTE	T	Astronomie.	SOULAIRAC	T	Chimie (S.P.C.N.).
JANET	T	Physique générale et	ULRICH	T	Psychophysiologie.
PETIT	T	Radioactivité.	MARÉCHAL	T	Physiologie végétale.
QUENEY	T	Mécanique analytique et			Optique théorique et
GALLIEN	T	Mécanique céleste.			appliquée.
		Biologie maritime.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
		Météorologie et dynami-	CHADEFAUD		Botanique.
		que atmosphérique.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
		Embryologie.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales.
			LELONG	T	Mathématiques générales.
			DEVILLERS		Anatomie et Histologie
					comparées.
			EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
			FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).
			GLANCEAUD	T	Géographie physique et
					Géologie dynamique.
			GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)

PROFESSEURS (suite)

PISOT	T	Calcul des probabilités.	OLMER	T	Énergétique générale.
E. ROCH	T	Géologie.	ROUAULT	T	Physique générale.
SCHATZMANN		Astrophysique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	BARCHIEWITZ		Chimie Physique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	BROSSEL		Physique atomique.
JOLIOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	BUSER		Biol. animale (P.C.B.).
LENNUIER		Physique (P. C. B.).	CAMUS		Biol. végétale (P.C.B.).
RIZET		Génétique.	CASTAING		Physique générale.
ROUTHIER		Géologie appliquée.	CURIEN		Minéralogie et Cristallographie.
M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.	MOYSE		Physiologie végétale.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	NOIROT		Évolution des êtres organisés.
SOUCHAY		Chimie générale.	PANNETIER		Chimie (P.C.B.).
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).	POSSOMPES		Biol. animale (P.C.B.).
BRUSSET		Chimie minérale.	PULLAMN		Chimie théorique.
M. LÉVY		Physique théorique.	TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.
LENORMANT		Physiologie.	TONNELAT		Biol. physico-chimique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	VILLE		Économétrie.
M ^{me} HUREL-PY		Biol. végétale (P.C.B.).	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	DODÉ		Chimie.
BRUN		Méc. expér. des fluides.	FREYMAN		Physique (S.P.C.N.).
LEBERER	T	Chimie biologique.	GUINOCHET		Biol. végétale (Orsay).
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.	ROLLET		Chimie (P.C.B.).
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	M ^{lle} JOSIEN		Chimie (P.C.B.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	CHEVALLEY	T	Géom. alg. et théor. des groupes.
COTTE	T	Physique (M.P.C.).	DESNUELLE	T	Chimie biologique.
J. E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).			
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.).			
MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).			

Secrétaire Général G. MONIER.

A LA MÉMOIRE DE MES PARENTS

A PAUL CHANSON

Ingénieur Général des Fabrications d'Armement,
Maître de Conférences à l'École Polytechnique.

dont la fidèle amitié et les conseils éclairés
m'ont permis de réaliser ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

La partie expérimentale de ce travail a été réalisée au Fort d'Issy-les-Moulineaux, dans le cadre du programme d'étalonnage du bétatron de la Direction des Études et Fabrication d'Armement, à laquelle je tiens à exprimer toute ma reconnaissance pour les facilités qu'elle m'a accordées.

Il m'est agréable, d'autre part, de remercier tous ceux qui m'ont apporté leur collaboration, en particulier :

Mme S. Chantelot et M. M. Valentin qui ont assuré la bonne marche du bétatron, M. J. Maunier qui a mis au point le comptage β et m'a secondé dans tout le travail d'étalonnage, MM. M. Bompas et J.-P. Legrand qui ont monté divers appareils, Mlle F. Bobard, Mlle Nice et Mme Vermerel qui ont eu la lourde tâche d'analyser les plaques nucléaires.

Enfin j'ai tiré un grand profit de mes discussions avec MM. P. Chanson et Cl. Magnan et je dois exprimer à M. L. de Broglie toute ma gratitude pour la bienveillance avec laquelle il a suivi mes efforts.

LE RAYONNEMENT DE FREINAGE D'UN BÉTATRON DE 31 MeV ET QUELQUES RÉACTIONS (γ , α) ⁽¹⁾

Par GEORGES BOULÈGUE

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

CHAPITRE PREMIER. — *Considérations préliminaires.*

Le spectre de freinage.
Calcul des spectres.
Effet ionisant du spectre de freinage.
Réactions photonucléaires.

CHAPITRE II. — *Étalonnage du bétatron.*

Le bétatron.
Étude expérimentale de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$.
Comptage absolu. Étalonnage en intensité.

CHAPITRE III. — *Émission de particules α par réactions photonucléaires.*

Dispositif expérimental.
Parcours des particules α dans l'émulsion photographique et dans les cibles.
Principe d'interprétation.
Expérimentation.
Analyse des traces. Spectres α . Effet angulaire.
Calibrage du faisceau. Sections efficaces.
Confrontation des résultats avec la théorie de l'évaporation.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

BIBLIOGRAPHIE.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 17 janvier 1958 devant la Commission d'examen.

INTRODUCTION

Vers 1934, les interactions entre photons et électrons (effet photoélectrique, effet Compton), avaient donné lieu à de nombreuses études expérimentales et théoriques.

La physique nucléaire, par contre, en était à ses débuts, mais, par analogie, la possibilité d'interactions entre photons et composants du noyau apparaissait comme très vraisemblable.

C'est la considération d'une sorte d'effet photoélectrique nucléaire, qui a conduit Chadwick et Goldhaber, en 1934, à soumettre le deutérium au rayonnement γ de Th C'' (2,62 MeV) et leur expérience (16) constitue la première démonstration d'une réaction photonucléaire.

Peu après, la photodésintégration du béryllium par les rayons γ du radium fut observée par Szillard et Chalmers (18), mais cette méthode n'était pas susceptible de s'étendre à d'autres corps en raison de l'énergie limitée des rayons γ des corps radioactifs.

La capture radiative des protons de 440 keV, par ${}^7\text{Li}$, donnant une raie γ à 17,6 MeV et une autre à 14,8 MeV a fourni une nouvelle source de photons qui a donné lieu à de nombreux travaux depuis 1937, car le seuil des réactions (γ, n) et (γ, p) est, en général, inférieur à 17,6 MeV.

Enfin, l'emploi des bétatrons, accélérateurs linéaires et synchrotrons, est venu donner un nouvel essor à l'étude des réactions photonucléaires. Toutefois il a fallu attendre une mise au point suffisante de ces appareils délicats et ce n'est qu'à partir de 1945 que l'on voit paraître des publications sur leur utilisation. D'autre part, l'interprétation des résultats s'est révélée plus difficile que dans le cas de sources mono-énergétiques et des méthodes nouvelles ont dû être élaborées.

La masse des résultats obtenus depuis 1945 est considérable et nous ne voulons pas en faire une analyse complète. Des synthèses ont été publiées à plusieurs reprises, en particulier par R. Chastel (17), K. Strauch (57), E. W. Titterton (59). Il ne sera envisagé, ici, que le cas des énergies inférieures à 40 MeV.

Un des résultats les plus remarquables, mis en lumière dès 1948 par Baldwin et Klaiber (2), Perlman et Friedlander (49), est la forme en courbes de résonance qu'affectent, en général, les courbes de section efficace.

Pour interpréter les réactions photonucléaires, on a adopté, tout d'abord, l'hypothèse du noyau composé de N. Bohr (11) : ici ce noyau n'est qu'une forme excitée du noyau-cible, après absorption d'un photon. La section efficace est alors le produit de la section efficace d'absorption du photon σ_γ par la probabilité de réémission d'une particule d'un type déterminé.

Ce schéma permet de comparer directement, par la théorie de l'évaporation de Weisskopf et Ewing (65) les rendements des réactions (γ, n),

(γ , p), etc. Il a cependant donné lieu à discussion (35), ce qui a conduit à l'idée de l'émission directe des protons (Courant réf. 19). En fait, il semble bien que ce processus concerne surtout les émissions de particules de grande énergie (20) (22), et que la formation du noyau composé soit l'hypothèse la plus probable pour expliquer l'émission de protons lorsque l'énergie maximum des photons ne dépasse pas une trentaine de MeV.

Les réactions du type (γ , α) ont été surtout étudiées sur quelques noyaux légers (^{12}C), mais n'ont donné lieu qu'à peu de publications relativement aux noyaux moyens et lourds.

Notons seulement pour l'instant que le spectre d'émission des particules α a été trouvé conforme à la théorie de l'évaporation pour le brome et l'argent, par Nabholz, Stoll et Waffler (48). Haslam, Cameron, Cooke, Crosby (32), puis Millar et Cameron (46) par contre trouvaient un excédent de particules de faible énergie, mais Millar (45) a fini par conclure que ce n'était pas certain et que la courbe d'évaporation convenait probablement. En ce qui concerne le cuivre, Byerly et Stephens considèrent (15) que leur spectre est en désaccord avec la théorie statistique.

D'un autre côté, Heinrich, Waffler et Walter (33) rassemblant et critiquant tous les résultats connus sur les sections efficaces (γ , α) concluent à la compatibilité avec la théorie statistique des valeurs de $\sigma(\gamma, \alpha)/\sigma(\gamma, n)$.

Il nous a paru que le domaine des réactions (γ , α) sur les noyaux moyens et lourds était intéressant à étudier en vue de préciser les spectres d'émission des particules α et éventuellement les sections efficaces et de confronter ces résultats avec la théorie : c'est ce qui a fait l'objet du présent travail, pour lequel nous avons disposé d'un bétatron Brown Boveri de 31 MeV. Mais cette expérimentation n'avait de sens que si le faisceau était étalonné, ce qui exigeait une étude du rayonnement ainsi que divers calculs préalables, d'où le plan que nous avons adopté pour notre exposé.

CHAPITRE PREMIER

Considérations préliminaires.

Le spectre de freinage.

L'interprétation des expériences effectuées avec le rayonnement X issu d'un bétatron suppose la connaissance du spectre continu de freinage (Bremstrahlung) pour des valeurs de l'énergie cinétique des électrons s'étendant de quelques MeV à quelques dizaines de MeV.

RÉSULTATS THÉORIQUES. — Des électrons d'énergie cinétique T_e ou d'énergie totale $E_0 = T_e + m_0 c^2 = T_e + \mu$ (m_0 : masse au repos de l'électron ; c : vitesse de la lumière) frappent une anticathode contenant des atomes de nombre atomique Z . Il y a une certaine probabilité, traduite par une section efficace, pour que, à l'électron incident, corresponde un électron émergeant d'énergie totale E et un photon d'énergie $h\nu = k$. L'énergie de recul du noyau étant très faible relativement, on a très sensiblement : $E_0 = E + k$.

Bethe et Heitler (5), dans le cas d'un champ atomique purement coulombien $V = Ze^2/r$ (e : charge de l'électron), ont calculé, selon les méthodes de la théorie quantique des champs et dans les limites de l'approximation de Born une section efficace différentielle, pour chaque valeur de k et toutes les directions possibles du photon et de l'électron secondaire par rapport à celle de l'électron incident.

Dans le cas relativiste extrême ($E_0 \gg \mu$, $E \gg \mu$) Sommerfeld (56) a intégré cette expression pour toutes les directions possibles de l'électron émergeant.

L. I. Schiff (54), pour tenir compte de l'effet d'écran des électrons atomiques, a repris le problème en adoptant, au lieu du champ coulombien, un champ de Thomas-Fermi et il a effectué le calcul, dans le cas relativiste extrême. Si l'on n'envisage que les photons émis vers l'avant, ce qui est conforme aux conditions expérimentales habituelles, la formule obtenue est analogue à celle de Sommerfeld.

Schiff a fait remarquer, par ailleurs (53), que même dans le cas d'une anticathode assez mince pour ne pas ralentir sensiblement les électrons (0,1 mm de platine par exemple), ceux-ci étaient cependant déviés par diffusion élastique selon un angle moyen qui est grand par rapport à l'angle moyen du faisceau X : c'est donc cette diffusion qui commande la variation angulaire de l'intensité totale du rayonnement dont le spectre est peu sensible à l'angle, si celui-ci reste petit.

Comme la plupart des expérimentateurs (36), nous adopterons donc la formule de Schiff, en remarquant toutefois que l'approximation de Born, et la condition relativiste extrême ($E \gg \mu$), rendent le résultat peu sûr au voisinage du point limite du spectre ($k_{\max} = E_0 - \mu$) où l'on obtient une valeur finie, mais faible ; la courbe représentative étant presque perpendiculaire à l'axe des k dans cette zone il ne paraît pas illogique de faire un raccord parabolique du type $\sqrt{k_{\max} - k}$, car il n'en résulte qu'une très faible déformation d'ensemble.

D'autres causes possibles d'erreurs ont été discutées (44), mais il a été reconnu que leur effet était faible ou, tout au moins, qu'il se traduisait par un coefficient à peu près constant. Or, dans un bétatron, il n'est guère possible de mesurer l'intensité du flux d'électrons frappant l'anticathode : la section efficace n'est donc pas utile en valeur absolue mais seulement en valeur relative et les coefficients de correction indépendants de k n'interviennent pas.

La formule de Schiff, qui représente, à un coefficient près, le spectre des photons émis par freinage d'électrons d'énergie cinétique T_e sur des atomes de nombre atomique Z , s'écrit de la façon suivante :

$$S(T_e, k)dk = \frac{dk}{k} [2(E_0^2 + (E_0 - k)^2) \log_e d - (2E_0 - k)^2]$$

avec :

$$\frac{1}{d^2} = \left[\frac{\mu k}{2E_0(E_0 - k)} \right]^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{2}}}{\alpha} \right)^2 \quad \text{et} \quad E_0 = T_e + \mu \quad (\alpha \simeq 137)$$

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Il paraîtrait, *a priori*, beaucoup plus logique de mesurer expérimentalement le spectre de freinage, que d'en chercher, par une théorie laborieuse, une forme analytique non dépourvue d'incertitude.

Malheureusement, le comptage des photons, d'une énergie donnée, ne peut s'effectuer que par l'intermédiaire de phénomènes secondaires produits par ces photons (paires d'électrons, diffusion Compton, etc...) et l'interprétation suppose une connaissance précise des sections efficaces de ces effets : or, aux énergies en cause, l'évaluation, par la théorie, de telles sections efficaces présente des difficultés du même ordre que pour le spectre de freinage.

Par ailleurs, la distribution du rayonnement d'un bétatron en courtes impulsions (1 à 30 μ sec) complique sérieusement les comptages dans tous les montages électroniques (23).

Ces mesures sont donc très difficiles et présentent de telles marges d'erreur qu'on peut seulement les confronter avec le spectre théorique pour constater qu'il n'y a pas incompatibilité.

Citons parmi les essais dans ce sens :

— analyse des paires d'électrons à la chambre de Wilson : Koch et Carter (39) ;

— analyse magnétique des paires d'électrons : Lawson et Perlman (40), de Wire, Ashkin, Beach (21) ;

— absorption aussi totale que possible des photons dans les scintillateurs de grande dimension : Foote et Koch (25) ;

— étude de la répartition énergétique des protons émis par le deutérium sous l'effet du rayonnement d'un bétatron de 22 MeV par Weinstock et Halpern (64) et interprétation à l'aide d'une fonction théorique de section efficace de photodésintégration du deutérium ;

— utilisation de l'effet Compton : Robson et Gregg (51).

Le spectre de Schiff s'est trouvé vérifié, aux erreurs expérimentales près, soit quelques centièmes dans les meilleures conditions, ce qui justifie son emploi dans des travaux dont la précision d'ensemble est du même ordre.

Calcul des spectres.

On a déterminé 29 spectres $S(T_e, k)$ différents correspondant aux valeurs entières, en MeV, de l'énergie cinétique des électrons incidents entre 4 et 32 MeV. Chaque spectre est calculé pour les valeurs entières en MeV, de l'énergie des photons entre 1 et T_e . L'ensemble se présente sous la forme d'un tableau triangulaire à double entrée, chaque ligne correspondant à une énergie des électrons incidents, chaque colonne à une énergie de photon.

Les constantes ont les valeurs suivantes :

$\mu = 0,511$ MeV,
 $Z = 78$ (platine),
 $\alpha = 181$: c'est le chiffre adopté initialement par Schiff. Il est certainement discutable, mais une variation de ce terme placé sous un logarithme ne se répercute que très modérément sur S .

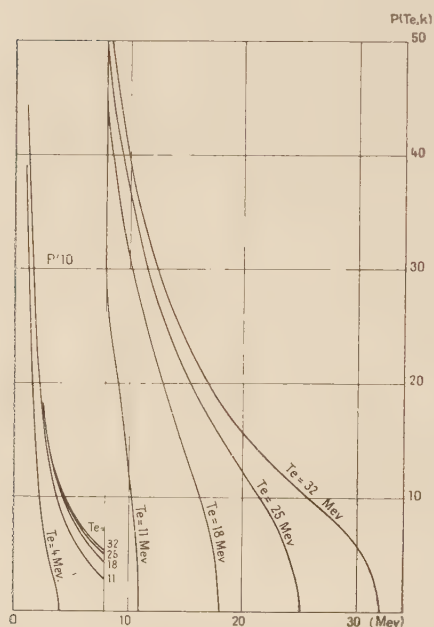


Fig. 1. — Quelques « spectres-types ».

Coefficient d'absorption total : $\tau(k) = \tau_c + \tau_p$.

Remarquons que les photons réémis par diffusion Compton se répartissent dans un angle assez grand pour qu'ils n'interviennent plus à quelque distance de l'ampoule ; c'est pourquoi nous n'en tenons pas compte.

Une expression du spectre au voisinage de l'axe, après la sortie de l'ampoule sera donnée par :

$$S'(T_e, k) = S(T_e, k) \cdot e^{-\tau(k)x}.$$

Nous appellerons dorénavant *spectres types* les fonctions :

$$P(T_e, k) = 100 S'(T_e, k)$$

pour une valeur de T_e , P représentera un nombre de photons, par centimètre carré perpendiculairement à l'axe du faisceau, pour un intervalle de 1 MeV autour de chaque valeur k . La figure 1 donne la représentation graphique de quelques-unes de ces fonctions.

Des expressions analytiques approximatives plus maniables que la formule de Schiff ont été recherchées par divers auteurs dont R. Basile (4) et nous-mêmes (13).

Effet ionisant du spectre de freinage dans la matière.

Le spectre de freinage adopté n'est déterminé qu'à un facteur près : N_0 . Dans toute expérience nécessitant la connaissance du nombre total de photons de chaque énergie, il faudra prévoir un dispositif pour la mesure de N_0 . On s'adressera pour cela à un phénomène mesurable quelconque produit par le rayonnement et susceptible d'une évaluation *a priori* si la composition du faisceau incident est connue.

Si l'on sait qu'un photon d'énergie k donne une contribution $y(k)$, l'effet total sera : $Y = N_0 \int_0^{T_e} P(T_e, k) y(k) dk$ (12). Y étant mesuré et l'intégrale calculée, N_0 se trouvera déterminé.

Beaucoup de chercheurs généralisant les méthodes courantes dans l'étude des rayons X relativement mous et des rayons γ émis par les corps radioactifs, ont utilisé dans ce but, le phénomène d'ionisation.

Au cours du présent travail, par contre, c'est une réaction nucléaire dont la section efficace est suffisamment bien connue à toute énergie, qui, par l'intermédiaire d'une mesure de radioactivité, nous a servi à réaliser cet étalonnage en intensité.

Il est apparu cependant qu'il était commode d'exprimer globalement l'intensité d'une irradiation en unité d'ionisation, en röntgens, les conditions expérimentales étant précisées : cela permet des comparaisons utiles avec les résultats d'autres physiciens.

D'autre part, des vérifications de notre étalonnage par radioactivité, ont été effectuées par des mesures directes d'ionisation.

CALCUL DE L'IONISATION, correspondant à un faisceau de photons d'énergie k . Ce sont essentiellement des électrons négatifs et positifs qui sont responsables de l'ionisation produite par les photons. Aux énergies considérées ici (au-dessus de 1 MeV) l'effet photoélectrique est à peu près négligeable, surtout dans une matière constituée de noyaux légers : seuls l'effet Compton et la formation de paires interviennent pratiquement.

Les électrons secondaires ont un spectre d'énergie s'étendant de zéro

à l'énergie du photon. Leur parcours peut donc être relativement grand (11 cm pour le parcours moyen des électrons de 31 MeV dans le plexiglas).

Une cavité remplie d'air (ou d'un autre gaz) ménagée à l'intérieur d'un bloc de matière solide irradiée sera donc soumise à une ionisation que l'on peut espérer calculer *a priori* connaissant les sections efficaces des effets Compton et de formation de paires, la répartition énergétique et angulaire des électrons secondaires et les lois de leur ralentissement. Le problème est, en fait, très complexe, d'autant plus qu'interviennent la diffusion élastique et le rayonnement de freinage secondaire et diverses approximations sont nécessaires en pratique. Signalons les calculs de Melvin Lax (41), Flowers, Dawson, Fossey (24), C. Schul (55) pour des chambres d'ionisation en graphite ou en aluminium.

Une méthode, moins rigoureuse, mais d'application plus aisée a été décrite dès 1936 par L. H. Gray (28). Elle nous a paru suffisante, étant donné l'usage limité que nous faisons du phénomène d'ionisation.

Gray justifie par des considérations théoriques et expérimentales les propositions suivantes :

1) La présence d'une petite cavité d'air dans un corps solide soumis au rayonnement, modifie peu la distribution énergétique et angulaire des électrons dans la masse.

2) Le rapport ρ des pouvoirs d'arrêt pour les électrons, du solide et de l'air est constant quelle que soit l'énergie des électrons.

3) La perte d'énergie W correspondant à la formation d'une paire d'ions, dans l'air, ne dépend pas de l'énergie des électrons.

4) A partir d'une certaine épaisseur de matière irradiée, il y a « équilibre » entre l'énergie photonique absorbée par unité de volume pour la formation des électrons et l'énergie électronique absorbée par ionisation.

Il est bien évident qu'en 1936 Gray n'envisageait pas des énergies supérieures à 1 ou 2 MeV. Les propositions 1), 2) et 3) sont certainement applicables bien au-delà, à condition, toutefois, que les atomes du corps solide aient des nombres atomiques peu différents de ceux des constituants de l'air : c'est une des raisons du choix du plexiglas.

La proposition 4) est moins sûre, car les électrons formés à un certain niveau sont absorbés, dans le solide, à des profondeurs variables ; l'expérience montre toutefois un maximum aplati de la courbe représentant l'ionisation dans une cavité en fonction de la profondeur de cette cavité dans le corps solide puis une décroissance exponentielle correspondant à l'absorption des photons. Il paraît logique de placer la cavité à une profondeur égale, à peu près à ce maximum, c'est-à-dire environ au demi-parcours des électrons les plus énergiques dans le corps considéré.

En outre pour tenir compte des électrons déviés dans toutes les direc

tions, il importe que la cavité soit petite et complètement entourée d'un bloc de matière soumis au faisceau sur une largeur comparable à son épaisseur.

La formule de Gray se déduit immédiatement des considérations ci-dessus :

Nombre de paires d'ions formées par centimètre cube d'air de la cavité : I.

Énergie électronique absorbée dans le même volume : $W.I$.

Énergie électronique absorbée par centimètre cube du corps solide juste en avant de la cavité : $\rho.W.I =$ énergie photonique W_γ absorbée par centimètre cube du solide au même niveau :

$$W_\gamma = \rho W.I.$$

ρ et W étant connus, I se déduit de W_γ . Ce terme est lui-même calculé à partir des coefficients d'absorption connus des photons d'énergie k dans le corps considéré, avec cette restriction que l'absorption Compton s'accompagnant de la réémission d'un photon plus mou, il faut réduire le coefficient d'absorption correspondant de la fraction d'énergie photonique ainsi réémise en moyenne.

CALCUL PRATIQUE. — On suppose que les photons pénètrent dans un bloc épais de plexiglas (20×20 cm perpendiculairement au faisceau) dans lequel est ménagée une cavité cylindrique verticale de 2 cm de diamètre destinée au logement d'une chambre d'ionisation du type « Victoreen ». L'épaisseur moyenne de plexiglas avant la cavité est de $x = 5,50$ cm.

On a évalué le coefficient d'absorption Compton τ_c et le coefficient d'absorption par formation de paires τ_p , pour chaque valeur de k ainsi qu'il est porté sur le tableau I.

On a indiqué également les valeurs de $\bar{k}'/\bar{k}$, $\bar{k}'$ étant l'énergie moyenne du photon émis par effet Compton (Selon H. Bethe et J. Ashkin (6)), d'où $\tau'_c = \tau_c(1 - \bar{k}'/\bar{k})$ et $\tau' = \tau'_c + \tau_p$. τ' est le coefficient d'absorption de l'énergie photonique. Comme on l'a vu, ci-dessus, c'est ce coefficient qui va déterminer le rendement de l'appareil en ionisation. En effet, pour un photon d'énergie k par centimètre carré, l'absorption par centimètre cube est en moyenne : $W_\gamma = \tau'.k$.

Donc :

$$I = \frac{\tau'.k}{\rho W}.$$

Or, I , nombre de paires d'ions formés, correspond à une ionisation :

$$r = 1.4,802 \cdot 10^{-10} \text{ röntgen},$$

$$W = 32,5 \text{ V, selon l'article de Gray (28).}$$

ρ est égal au rapport du pouvoir d'arrêt du plexiglas et de l'air. D'après le même article de Gray, le rapport des pouvoirs d'arrêt par électron est de l'ordre de 1,02, d'où :

$$\rho = 1,005.$$

Donc :

$$r \text{ (röntgen)} = \frac{4,802 \cdot 10^{-10}}{1,005} \cdot \frac{\tau' k^{\text{MeV}} \cdot 10^8}{32,5} = 1,47 \cdot 10^{-8} \tau' k^{\text{MeV}}.$$

TABLEAU I

Plexiglas ($x = 5,50 \text{ cm}$).

$k \text{ (MeV)}$	τ_c	$\bar{k}/k$	τ'_c	τ_p	τ'	$r \cdot 10^9$	τ''	$e^{-\tau''x}$	$R \cdot 10^9$
1	0,0780	0,550	0,0351	0	0,0351	0,52	0,0565	0,732	0,38
2	536	462	288	0,0004	292	0,86	416	796	0,69
3	433	418	252	0,0012	264	1,16	354	823	0,95
4	365	390	223	19	242	1,42	313	842	1,20
5	314	372	199	26	225	1,65	282	856	1,41
6	277	358	180	31	211	1,86	259	867	1,61
7	250	346	164	36	200	2,06	243	875	1,80
8	228	335	151	40	191	2,25	229	882	1,98
9	208	325	140	44	184	2,44	218	888	2,16
10	191	315	131	48	179	2,62	209	892	2,34
11	177	307	123	51	174	2,80	201	896	2,51
12	165	299	116	53	169	2,98	193	900	2,68
13	155	292	110	56	166	3,17	188	902	2,85
14	147	286	105	59	164	3,37	185	903	3,04
15	140	280	101	61	162	3,57	181	904	3,26
16	133	275	0,0096	64	160	3,76	178	907	3,41
17	127	272	92	66	158	3,96	175	908	3,59
18	122	270	89	68	157	4,16	173	909	3,76
19	117	267	86	70	156	4,36	171	910	3,97
20	112	265	83	72	155	4,56	169	911	4,15
21	108	262	80	74	154	4,76	168	912	4,34
22	104	260	77	76	153	4,96	166	912	4,52
23	101	258	75	78	153	5,17	166	912	4,71
24	0,0098	256	73	80	153	5,39	165	913	4,92
25	96	255	71	81	152	5,61	165	913	5,12
26	94	254	70	83	153	5,83	165	913	5,32
27	92	253	69	85	154	6,06	165	913	5,53
28	91	252	68	86	154	6,29	165	913	5,74
29	89	251	67	88	155	6,53	166	913	5,96
30	88	250	66	89	155	6,77	166	913	6,18
31	86	248	65	90	155	7,02	165	913	6,41
32	84	247	63	91	154	7,27	164	913	6,64

Ce coefficient ne peut être appliqué directement aux photons arrivant sur le bloc de plexiglas : il faut tenir compte de l'absorption par une épaisseur $x = 5,5$ cm de cette matière. Or ici on ne peut plus dire, comme dans le cas du verre de l'ampoule, que les photons réémis par effet Compton n'interviendront pas dans le phénomène ; il est bien certain également qu'on ne peut en tenir compte intégralement. Nous avons donc choisi, un peu arbitrairement, un coefficient d'absorption :

$$\tau'' = \frac{\tau + \tau'}{2} \quad (\tau = \tau_c + \tau_p ; \tau' = \tau'_c + \tau'_p),$$

en vue de concilier ces éléments contradictoires. Il faut d'ailleurs observer que les résultats ne diffèrent que de quelques centièmes selon que l'on utilise τ ou τ' ; on peut estimer que l'adoption de leur moyenne donnera un résultat correct dans les limites de précision envisagées ici.

La dernière colonne du tableau I donne enfin l'ionisation en röntgens, R, correspondant en moyenne, selon la méthode de Gray, à l'arrivée

TABLEAU II

T_e (MeV)	$J(T_e) \times 10^6$	$f(T_e) \cdot 10^{25}$
32	2,57	130
31	2,49	128
30	2,42	126
29	2,34	123
28	2,26	120
27	2,18	117
26	2,11	114
25	2,03	110
24	1,952	105
23	1,875	99,0
22	1,797	91,5
21	1,720	81,4
20	1,641	69,3
19	1,562	55,5
18	1,482	40,9
17	1,402	29,0
16	1,322	18,4
15	1,242	11,0
14	1,163	5,35
13	1,082	2,43
12	1,003	0,82
11	0,926	0
10	0,846	
9	0,758	
8	0,669	
7	0,577	
6	0,487	
5	0,396	
4	0,305	

par centimètre carré sur le bloc de plexiglas d'un photon d'énergie k :

$$R = r \cdot e^{-\tau''x}.$$

On trouve au tableau II, pour chaque valeur T_e , la valeur de l'intégrale :

$$J(T_e) = \int_0^{T_e} P(T_e, k) \cdot R(k) dk,$$

c'est-à-dire l'ionisation totale résultant de l'arrivée, par centimètre carré,

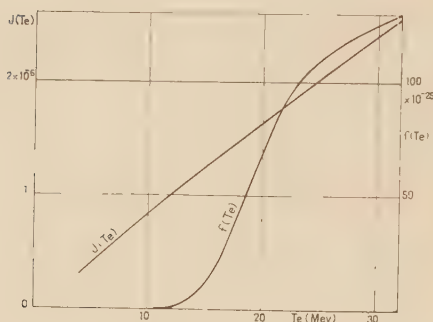


Fig. 2.
Fonctions $f(T_e)$ et $J(T_e)$.

sur le bloc de plexiglas du faisceau de photons dont le spectre est représenté par P (spectre-type). La figure 2 donne graphiquement la même fonction.

Réactions photonucléaires.

Le rayonnement de freinage produit dans des bétatrons, par exemple, a permis l'étude des réactions photonucléaires et, en particulier, la détermination des courbes de section efficace $\sigma(k)$ en fonction de l'énergie des photons. Le résultat le plus remarquable est que, pour une réaction sur un corps de nombre atomique pas trop faible d'un type déterminé : (γ, n) (γ, p) , etc., cette fonction affecte la forme d'une courbe de résonance ; on l'a dénommée « résonance géante ». Dans le cas de la réaction (γ, n) le maximum se situe entre 13 et 22 MeV, la demi-largeur est de l'ordre de 6 MeV (en fait il semble qu'il existe des résonances plus fines, peu apparentes au voisinage du seuil, mais nous n'en tiendrons pas compte ici).

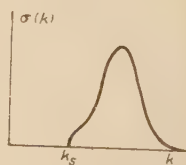


Fig. 3.

La courbe $\sigma(k)$ commence à une valeur k_s correspondant au seuil de la réaction (fig. 3).

La cible contenant N noyaux, le nombre de réactions pour chaque spectre-type sera :

$$g = N \int_{k_s}^{T_e} P(T_e, k) \sigma(k) dk.$$

Si l'on fait varier T_e , on obtient ainsi une fonction $g(T_e)$, dont la représentation graphique sera appelée courbe d'activation. L'expérience sous forme de mesure absolue de radioactivité ou de comptage absolu des particules émises, permet en principe de tracer cette courbe.

La réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$.

La réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ est particulièrement intéressante, comme réaction d'étalonnage, pour de nombreuses raisons.

— Elle a fait l'objet d'études très soignées qui peuvent servir de référence.

— Elle présente une section efficace relativement importante (0,1 barn max).

— La vie moyenne du corps radioactif ^{62}Cu est faible (10 minutes) sans l'être trop, ce qui rend les mesures de radioactivité commodées.

— Le cuivre naturel comporte une proportion élevée (70,1 p. 100) de cet isotope, mélangé uniquement à ^{65}Cu .

— La réaction parasite $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)$ conduit à ^{64}Cu dont la vie moyenne est 13 heures, ce qui permet de le distinguer aisément de ^{62}Cu .

— Les autres réactions $(\gamma, 2n)$ (γ, p) , etc., sur les deux isotopes du cuivre ont de beaucoup plus faibles sections efficaces et donnent soit des noyaux stables, soit des corps de vies moyennes faciles à distinguer de 10 minutes.

Parmi les courbes de section efficace publiées nous avons choisi celle de l'équipe canadienne (37).

La connaissance du seuil est importante. Des déterminations les plus sérieuses, discutées par R. Basile et P. Schuhl (3), il résulte que l'on peut prendre avec sécurité : $k_s = 10,6$ MeV.

Nous avons calculé $f(T_e) = \int_{k_s}^{T_e} P(T_e, k) \sigma(k) dk$ pour les valeurs entières de T_e (en MeV), entre 11 et 32 MeV : c'est la courbe d'activation par atome pour chaque spectre-type.

Le tableau II donne les valeurs de $f(T_e)$ que la figure 2 représente graphiquement.

Remarquons que la précision relative sur la fonction f , qui est de l'ordre de 1 p. 100 aux énergies élevées, est beaucoup moins bonne au voisinage du seuil où l'erreur peut atteindre et même dépasser 10 p. 100.

CHAPITRE II

Étalonnage du bétatron.

LE BÉTATRON. — Notre appareil, fabriqué par les établissements Brown Bovery, est susceptible d'accélérer les électrons jusqu'à une énergie cinétique de 31 MeV environ. Les électrons accélérés frappent une anticathode de platine de 0,1 mm d'épaisseur. Le champ magnétique accélérateur est sensiblement sinusoïdal et sa période est celle du secteur

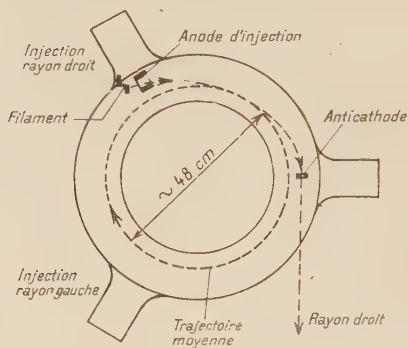


Fig. 4. — Schéma du bétatron.

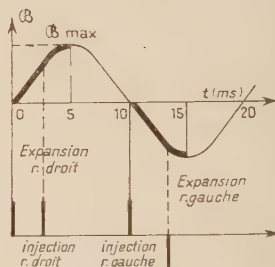


Fig. 5.

électrique, soit 1/50 de seconde. La valeur maxima du champ d'induction est liée à la tension d'alimentation, elle-même régulée à 1 p. 100 par un stabilisateur. Des variations non négligeables de la fréquence et de la tension sont cependant possibles, mais la surveillance continue des appareils de mesure permet d'ajuster constamment les réglages afin de se maintenir aux valeurs choisies pour l'énergie maximum du spectre de freinage et pour l'intensité. La précision d'ensemble est de l'ordre de 1 p. 100.

Le principe très schématisé du fonctionnement est le suivant :

La chambre d'accélération annulaire (fig. 4) est placée dans l'entrefer d'un gros électroaimant et se trouve soumise à un champ magnétique alternatif (4 400 gauss max au centre de la chambre), dont les caractéristiques restent fixes. Les pièces polaires ont été étudiées pour donner au champ d'induction une répartition spatiale compatible avec la stabilité des trajectoires électroniques tant radialement que longitudinalement.

Les périodes accélératrices (fig. 5) sont celles où le champ d'induction croît en valeur absolue, soit deux périodes de 5 msec pour chaque

cinquantième de seconde : ces deux périodes peuvent être utilisées pour accélérer deux faisceaux d'électrons en sens inverses, donc pour obtenir deux faisceaux X indépendants (rayon droit et rayon gauche). Nous n'aurons ici à nous occuper que du rayon droit. Les électrons issus d'un filament chauffé, sont lancés par une impulsion, dite d'injection, dont le maximum est de l'ordre de 50 kV et la durée de quelques microsecondes, un peu après l'instant où le champ d'induction est passé par une valeur nulle.

Une certaine proportion d'entre eux (1 p. 100), reste accrochée au champ magnétique accélérateur et se déplaçant au voisinage d'une trajectoire circulaire moyenne est susceptible d'acquérir, en 5 msec, une énergie cinétique de l'ordre de 31 MeV.

Pour projeter ces électrons sur l'anticathode, une puissante impulsion dite d'expansion, modifie le champ magnétique à un moment variable, selon le réglage, de façon à agrandir progressivement le rayon des trajectoires. La plupart des électrons accélérés viennent ainsi, à un instant très précis, frapper cette anticathode. La longueur de l'impulsion X donne une idée de la précision sur l'énergie des électrons au moment de l'impact.

On constate à l'oscillographe des largeurs de l'ordre de 20 μ sec au maximum, d'où une précision de 4 p. 1 000 vers 20 MeV, 2 p. 1 000 vers 10 MeV. Aux environs du maximum les variations d'énergie sont encore plus faibles, car au moment de l'expansion, le champ d'induction et, par conséquent, l'accélération varient très peu avec le temps.

De toutes façons, il s'agit là d'une précision excellente largement supérieure à celle des mesures : nous n'avons donc aucune correction à effectuer de ce fait.

REPÉRAGE DE L'ÉNERGIE MAXIMA. — Pendant la plus grande partie de la période d'accélération, les électrons se déplacent au voisinage immédiat d'un cercle de rayon fixe ρ et leur quantité de mouvement relativiste est à chaque instant $mv = p = H\rho$ (en UEM). Pour déterminer ρ , il faut connaître H au moment de l'impact.

Aux bornes d'une boucle formée de neuf spires, placée dans le champ, se manifeste une différence de potentiel $V = l \frac{dH}{dt}$ (l étant un coefficient constant), d'où $H_e = \frac{1}{l} \int_{t_0}^{t_e} V dt$, t_0 étant l'instant où le champ est nul, t_e celui de l'impact.

Notre appareil intégrateur donnera, en fait, une indication W proportionnelle à $\int_{t_i}^{t_e} V dt$ (t_i étant l'instant de l'injection), donc à $p_e - p_i$.

Ce qui nous intéresse c'est l'énergie cinétique T des électrons. Or (c vitesse de la lumière, μ masse au repos de l'électron en unité d'énergie) : $T_e = \sqrt{p^2 c^2 + \mu^2} - \mu$.

Comme $p_e c \gg \mu$: $T_e = p_e c - \mu + \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{p_e c} + \dots$

Pratiquement $\frac{\mu^3}{2 p_e c} \simeq \frac{\mu^2}{2 T_e}$ est négligeable.

Pour $T_e = 30$ MeV, ce terme ne vaut que 0,004 MeV, et pour $T_e = 10$ MeV, 0,025 MeV. Ces chiffres sont inférieurs à la précision que nous escomptons ; rien n'empêcherait d'ailleurs d'utiliser un terme correctif.

Nous nous contenterons de poser $p_e c = T_e + \mu$. D'autre part T_i est, par construction, très voisin de 40 keV, d'où :

$$p_i c = \sqrt{40(1060)} = 0,21 \text{ MeV.}$$

En définitive W est proportionnel à $T_e + \mu - p_i c$, c'est-à-dire en MeV, à $T_e + 0,51 - 0,21 = T_e + 0,3$. Nous pouvons donc poser :

$$T_e = \alpha W - 0,3$$

α étant un coefficient à déterminer grâce à un seuil de réaction nucléaire, par exemple.

W est mesuré par un *intégrateur*, dispositif électronique à thyratrons, qui débite un courant proportionnel à la tension aux bornes des neuf spires, pendant l'espace de temps séparant l'injection de l'émission du rayonnement. La figure 6 donne l'allure des variations de ce courant observées à l'oscillographe cathodique. Un microampèremètre, qui en mesure la valeur moyenne, fournit W .

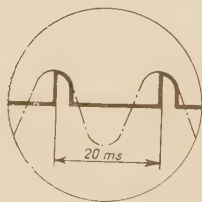


Fig. 6. — Variations du courant d'intégrateur.

La qualité des résistances employées donne une grande stabilité à ce dispositif, dont le fonctionnement est indépendant des variations possibles de la fréquence et de la tension du réseau, de la température, des distorsions du champ, etc...

MONITEUR D'INTENSITÉ. — On a utilisé comme moniteur une chambre d'ionisation de grand volume dont la paroi antérieure est formée d'une plaque de plomb, placée dans l'axe du faisceau à environ 2,50 m de l'anticathode dans une position parfaitement fixe. Les diverses expériences comportant des dispositifs très peu absorbants pour les rayons X, s'effectuent dans l'intervalle entre l'anticathode et le moniteur.

La mesure du courant d'ionisation est réalisée avec une précision de l'ordre de 1 p. 100, ainsi qu'il ressort des possibilités de l'appareillage et de nos contrôles. Pour des raisons pratiques, nous avons exprimé le résultat en « volts » v (volts-moniteur).

Etude expérimentale de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$.

Les cibles de cuivre (disques de 20 mm de diamètre et 0,4 mm d'épaisseur), aussi semblables que possible, étaient irradiées, dans une géométrie bien définie, pendant un temps t_0 et après un temps mort t_1 (au cours duquel on les plaçait dans le dispositif de détection), elles étaient soumises au comptage d'un compteur Geiger à fenêtre mince durant un temps t_2 (C'coups). Le fond f était réduit à 3 à 5 coups/minute, en plaçant le système de comptage dans une couronne de compteurs longs montés en anticoincidence avec le compteur principal, le tout étant à l'intérieur d'un épais château de plomb. Ces précautions sont précieuses, au voisinage du seuil où le comptage effectif est peu important.

Pour rendre les diverses mesures comparables, nous avons calculé, chaque fois $n = \frac{s(C-f)}{v}$, v (volts-moniteur) mesure l'intensité,

$$s = \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda(t_1+t_2)})} \quad \begin{matrix} \lambda = \ln 2 \cdot T \\ (T = \text{période}). \end{matrix}$$

Au rendement près du système de comptage, n représente le nombre de réactions dans la cible par minute d'irradiation et par unité du moniteur.

Des essais répétés de décroissance nous ont montré qu'après une irradiation ne dépassant pas 10 mn, seule apparaissait la période de 10 mn environ de ^{62}Cu . Nous n'avons pas observé de façon appréciable la présence d'une période de 5 minutes que l'action des neutrons parasites pourrait expliquer ($^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$). Pour éviter l'accumulation de ^{64}Cu , par réaction (γ, n) sur ^{65}Cu (période 13 heures), nous n'avons jamais utilisé la même cible deux fois dans la même journée. Nous considérons donc que nos mesures se rapportent uniquement à la désintégration de ^{62}Cu .

Dans le calcul de s , nous avons pris $T = 9,9$ min, d'après les chiffres récents relevés dans diverses tables (Nuclear data du bureau of Standards, par ex.) et nos propres mesures de la décroissance, $\lambda = 0,0698$.

SEUIL DE LA RÉACTION $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. — La figure 7 donne graphiquement la variation de n en fonction de W au voisinage du seuil pour toute une série de mesures.

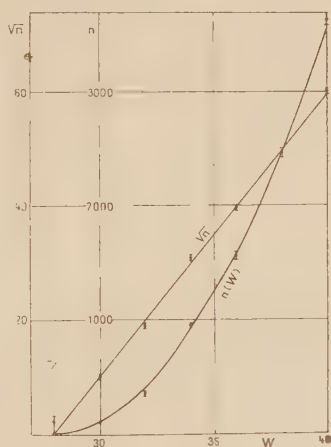


Fig. 7. — Seuil de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$.

L'erreur probable Δn a été calculée en combinant la fluctuation standard sur le comptage, $\sqrt{c + \bar{f}}$, avec l'erreur due aux autres incertitudes, estimée à 1 p. 100 en moyenne.

La figure 7 montre également en fonction de W la variation de $\sqrt{\bar{n}}$. On voit que $\sqrt{\bar{n}}$ varie linéairement et que la droite représentative coupe l'axe des abscisses au point $W = 28,0 \pm 0,1$. C'est la méthode utilisée par la plupart des auteurs pour trouver le seuil : une justification en a été donnée par R. Basile et C. Schuhl (3).



Fig. 8. — Balayage des électrons parasites.

Le seuil étant à 10,6 MeV la formule posée plus haut devient :

$$T_e = 0,389 W - 0,3 \text{ à } 0,35 \text{ p. 100 près.}$$

Cette équation représente l'étalonnage en énergie.

COURBE D'ACTIVATION DE LA RÉACTION $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. — La même méthode a servi à établir la courbe d'activation pour l'ensemble des énergies que l'on peut obtenir avec le bétatron.

Toutefois pour des énergies élevées ($W > 50$), on a constaté que des électrons issus de l'appareil venaient perturber le fonctionnement du moniteur, donnant une intensité apparente trop élevée.

On a dû monter un électroaimant sur le trajet du faisceau (fig. 8) pour renvoyer les électrons par un champ de 3 ou 4 000 gauss, sur un absorbeur en matériau léger (bois), donnant peu de rayonnement de freinage.

Nous avons rassemblé toute une série de mesures de n effectuées sur plusieurs journées, en balayant plusieurs fois dans les deux sens toute la gamme des énergies et en variant les intensités.

La figure 9 montre le tracé de la courbe lissée graphiquement. Pour la zone de faible énergie, on a ajusté la courbe trouvée précédemment dans la recherche du seuil, les deux tracés se raccordant parfaitement. On en a déduit la valeur de n de MeV en MeV, les énergies étant déduites de W par la formule $T_e = 0,389 W - 0,3$.

On a calculé pour chaque énergie, le rapport f/n , $f(T_e)$ étant la fonction définie au paragraphe A.4. A un multiplicateur près que nous déterminerons plus loin, f/n est le coefficient qui permet d'obtenir, en « volt-minute » du moniteur, l'intensité de chaque spectre-type à 63 cm

de l'anticathode. La fig. 9 donne la variation de $\frac{(f/n)}{(f/n)_{80}}$, $(f/n)_{80}$ correspondant à $W = 80$.

Il a également paru intéressant d'y faire figurer, pour comparer le moniteur (qui mesure une ionisation) à l'ionisation calculée, les valeurs de l'expression : $\frac{J(T_e) \cdot n(T_e) / f(T_e)}{(J \cdot n / f)_{80}}$ qui exprime, relativement, en roentgens/minute calculés, un volt du moniteur. On constate une

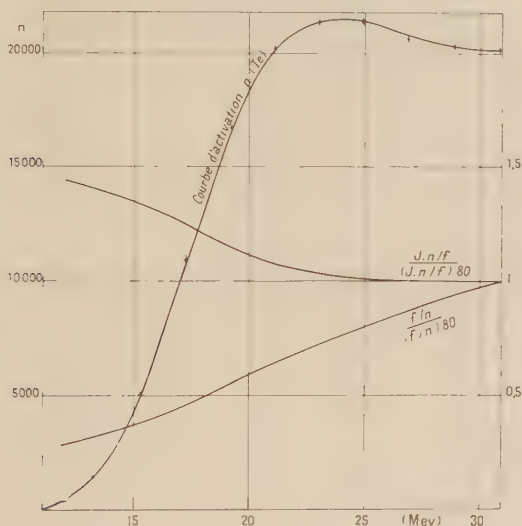


Fig. 9. — Courbes d'étalonnage en intensité.

variation régulière de ce rapport lorsque l'on passe de 12 à 31 MeV, l'efficacité relative du moniteur au plomb étant un peu plus grande aux hautes énergies que dans le cas du plexiglas. C'est là un résultat normal, étant donnée l'allure de la variation avec l'énergie des photons du coefficient d'absorption, dans des corps formés d'atomes lourds ou légers (34).

Comptage absolu. Etalonnage en intensité.

Pour donner une valeur absolue aux résultats précédents, nous avons été amenés à effectuer une étude de comptage β absolu.

La mesure absolue du rayonnement β a fait l'objet de nombreux travaux, en particulier ceux de Putman (50), Burt (14), Lloyd et Zumwalt (42), Gleason et autres (26), Baker et Katz (1), Grinberg et Le Gallic (29). C'est un problème difficile, en raison de la répartition

énergétique des électrons en un spectre continu, et de l'importance des phénomènes d'absorption et surtout de diffusion, nos sources de cuivre ne pouvant être considérées comme infiniment minces.

Les essais préliminaires de comptage par compteurs Geiger dans un angle solide déterminé avec des sources de cobalt 60, radium E et de

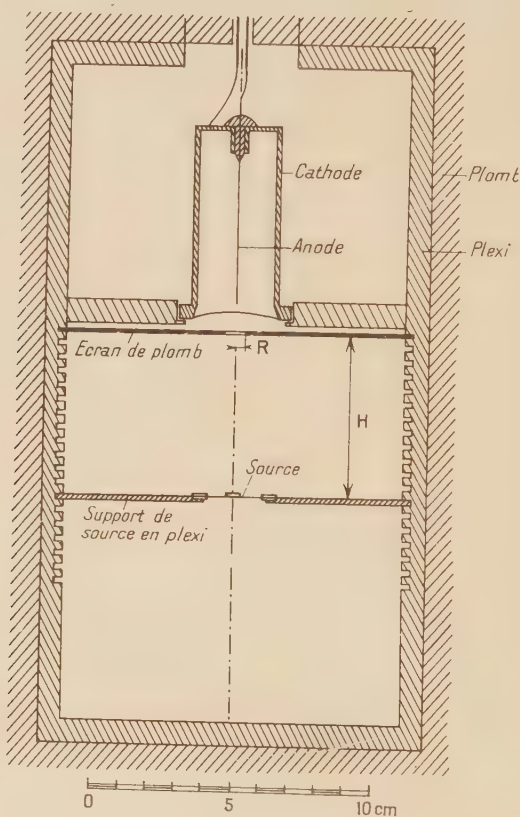


Fig. 10. — Géométrie du comptage absolu.

thallium 204, nous ont conduit à adopter les modalités suivantes, analogues à celles que préconise B. Grinberg (29).

Dans un coffret à parois épaisses de plomb (5 cm) doublé à l'intérieur de plexiglas (1 cm), nous avons monté, sur le même axe vertical dans une géométrie très précise (fig. 10), le compteur cloche, un écran de plomb percé d'un trou très soigneusement calibré, un support de source en plexiglas mince dont la position peut varier verticalement.

Chaque position de la source donne lieu au calcul d'un coefficient de géométrie $G = \int \Omega d\sigma / 4\pi \Sigma$ ($d\sigma$, Σ : élément de surface et surface totale de la source, Ω angle solide issu d'un point de la source et s'appuyant sur le diaphragme). Cette source repose sur un film très mince de cellophane et un vide de 5 cm au moins se trouve derrière elle pour limiter les effets de rétrodiffusion. De même, les parois latérales sont assez éloignées (6 cm).

On calcule en mg/cm^2 l'épaisseur e de matière (air, mica, gaz) entre la source et la zone sensible du compteur pour chaque position. Le comptage étant de C coups, le fond f , on trace la courbe représentant $\log \frac{C-f}{G}$ en fonction de e .

On constate que pour des sources de petit diamètre (quelques millimètres) des diaphragmes compris dans certaines limites (7 à 10 mm) et pour e variant de 5 à 12 mg/cm^2 , c'est une droite. L'absorption apparente compte tenu des gains et pertes par diffusion est alors exponentielle; l'extrapolation pour $e=0$ de la droite, donne une valeur $\log d$ et on vérifie, sur des sources minces préalablement étalonnées, que d est bien le nombre total d'électrons émis pendant le comptage.

Baker et Katz (1) ont donné du coefficient d'absorption une représentation empirique : $\alpha = 0,0155 E_{\text{max}}^{-1,41}$ (E_{max} : énergie maximum du spectre β en MeV, α en cm^2/mg). L'expérience ci-dessus donne des chiffres en bon accord avec cette formule, lorsque le spectre β est relativement simple.

Dans le cas du cuivre, E_{max} est grand (2,92 MeV) et le coefficient α petit : 0,0034 cm^2/mg , ce qui minimise l'importance de la correction.

Les cibles d'étalonnage sont constituées par des rondelles de cuivre électrolytique de 0,4 mm d'épaisseur et de 5,10 mm de diamètre; elles sont numérotées et pesées au 1/10 de milligramme (précision relative : 0,0014). Ce ne sont pas des cibles minces puisque le parcours des électrons de 2,92 MeV est de 1,61 mm, soit 4 fois l'épaisseur seulement. Pour le calcul des corrections à apporter nous avons adopté la méthode décrite par Baker et Katz (1) dans le cas d'une géométrie étroite, ce qui est le cas ici.

Elle conduit à un coefficient de rendement :

$$r = \frac{2S \left(1 - e^{-\alpha \frac{m}{S}} \right)}{\alpha m} \quad \left(\frac{m}{S} : \text{épaisseur en } \text{mg}/\text{cm}^2 \right).$$

Nous avons calculé rm pour chaque cible en admettant $\alpha = 0,0034$. Les cibles ont été irradiées dans des conditions aussi identiques que possible à 63 cm de l'anticathode. $W=80$ ($T_e=30,9$ MeV).

La figure 11 représente graphiquement $\log_{10} \frac{C-f}{G \cdot rm}$ en fonction de e . A part deux points un peu aberrants (à moins de 4 p. 100), on peut aligner

les autres sur une droite correspondant à $\alpha = 0,0034$ et l'on en déduit $\log d = 4,236$, d'où $d = 17\,200$ (à 2 p. 100 près) : c'est le nombre de désintégrations par milligramme de cuivre pendant la période de comptage.

On remonte, comme ci-dessus, au nombre de réactions par milligramme de Cu, par minute, par volt-moniteur durant l'irradiation, soit 2 850. N étant le nombre d'atomes de ^{63}Cu par milligramme de cuivre ($N = 6,548 \cdot 10^{18}$), $f(30,9)$ valant $128 \cdot 10^{-25}$ (A.4), on voit que

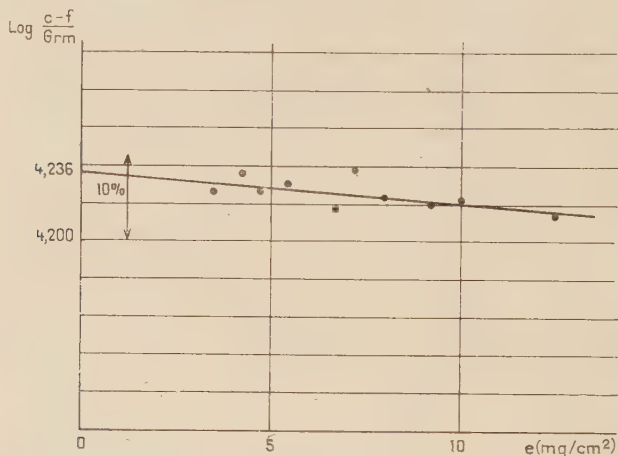


Fig. 11. — Comptage β de ^{63}Cu .

par « spectre-type », il y aurait $8,38 \cdot 10^{-5}$ réactions par milligramme.

Donc, pour $W = 80$ ($T_e = 30,9$ MeV) : 1 volt-moniteur = $340 \cdot 10^5$ spectres-types par minute à 63 cm de l'anticathode. Le tableau final du paragraphe B.2 permet d'établir la même correspondance à toutes les énergies entre 12 et 31 MeV.

L'étalonnage en intensité se trouve ainsi réalisé.

Pour nous permettre, dans des expériences ultérieures avec une disposition différente du moniteur, de repérer commodément l'intensité du faisceau, nous avons, d'autre part, effectué à plusieurs reprises un test facilement reproductible ; la moyenne des résultats est la suivante :

Pour $W = 80$ ($T_e = 30,9$ MeV) une cible de cuivre de 22 mm de diamètre, d'une masse de 1 640 mg, irradiée 10 minutes à 63 cm de l'anticathode (arrêt 0,5 min, comptage 10 min), donne 22 400 coups/volt du moniteur dans une géométrie de comptage déterminée (position 12, écran 9).

Dans ce test de repérage, le comptage de 22 400 coups correspond à

la formation de 2 850 noyaux de ^{62}Cu , par milligramme et par minute, dans la cible pendant l'irradiation, et ceci, évidemment à n'importe quelle énergie.

CONTRÔLE DIRECT DE L'ÉTALONNAGE. — L'étalonnage précédent fait intervenir des techniques assez délicates, telles que le comptage absolu β dans une cible épaisse. Un contrôle de l'ensemble de la méthode nous a paru souhaitable. Nous avons donc effectué une vérification directe en mesurant quelques points d'une courbe d'activation, avec comme moniteur une chambre étalonnée Victoreen placée dans l'axe du faisceau, à

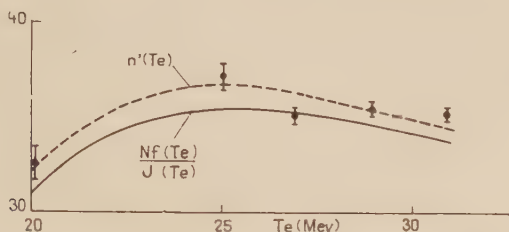


Fig. 12. — Contrôle de l'étalonnage.

l'intérieur d'un bloc de plexiglas présentant des caractéristiques identiques à celles du calcul d'ionisation.

Au moniteur près, l'expérience a été effectuée dans les conditions exactes et avec les cibles de l'étalonnage absolu.

Ici, le comptage permet de calculer le nombre n' de noyaux de ^{62}Cu formés par minute, par milligramme et *par röntgen* durant l'irradiation.

On devrait avoir :

$$n' = Nf(T_e)/J(T_e).$$

La figure 12 représente graphiquement les résultats : on constate que les courbes expérimentales compatibles avec les mesures se situent entre 2 et 5 p. 100 au-dessus de la courbe calculée.

Cet accord est tout à fait satisfaisant ; il reste dans les limites des précisions de l'ordre d'un ou de quelques centièmes que nous avons envisagées tout au long de l'exposé ci-dessus.

Pour conclure, nous estimons que, dans ces limites, notre système de mesure et d'étalonnage est cohérent et permet d'interpréter correctement une expérience sur les réactions photonucléaires.

CHAPITRE III

Emission de particules α
par réactions photonucléaires.

De nombreux physiciens se sont attachés à la détection des particules chargées émises par réaction photonucléaire grâce à l'emploi de plaques nucléaires, afin d'obtenir, non seulement, le nombre des particules, mais aussi leur répartition énergétique.

Il y a là en effet une possibilité de vérification des théories proposées pour l'explication des réactions nucléaires, par exemple de la théorie de l'évaporation de Weisskopf (65).

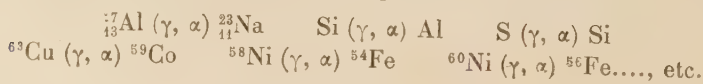
E. W. Titterton (59) a effectué une revue détaillée de ces travaux et l'on trouve dans son article la plupart des références utiles.

Les résultats les plus précis concernent les spectres des photoprotons, dont le nombre est considérablement supérieur à celui des autres particules chargées.

Dans toute une série d'expériences, les plaques nucléaires sont soumises directement au faisceau, ce qui permet l'étude d'un nombre limité de corps. Il faut, d'ailleurs, dans chaque cas, distinguer les événements provenant des nombreux processus possibles et certains d'entre eux particulièrement remarquables : $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$, $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$, ont donné lieu à de nombreux travaux.

Dans le cas des noyaux moyens et lourds cette méthode a permis l'étude de la réaction (γ, α) sur le brome et l'argent (48.32), mais elle ne paraît pas susceptible de s'étendre commodément à d'autres corps.

Par contre, les procédés mis en œuvre pour l'étude des photoprotons (irradiation de cibles et détection des particules émises par des plaques nucléaires protégées du faisceau X), n'ont fourni, à ce jour, que peu de résultats sur les particules α émises. Signalons les indications données par Byerly et Stephens (15) pour le cuivre; Toms et Stephens pour le cérium (61); Mann, Halpern, Rothman pour le cobalt (43). Nous avons pensé qu'une étude, dans cette voie, visant essentiellement à la détection des particules α serait intéressante. Outre le tracé du spectre des particules α émises, elle est susceptible de fournir des renseignements sur les sections efficaces (γ, α) qui sont mal connues. La méthode radioactive est, en effet, d'un emploi difficile en raison de la faiblesse relative de l'activation par rapport à celle qui résulte des autres processus photonucléaires. Souvent, également, les noyaux obtenus ne sont pas radioactifs, par exemple :



Dispositif expérimental (fig. 13).

Le faisceau, dès sa sortie du bétatron, est limité par un collimateur de plomb de 40 cm d'épaisseur. L'ouverture a la forme d'un tronc de pyramide à base rectangulaire (12×24 mm à l'entrée; 18×36 mm à la sortie), le sommet de la pyramide devant coïncider sensiblement avec l'anticathode. Le centrage de ce lourd collimateur est contrôlé par la prise de toute une série de photographies sur lesquelles on observe l'apparence et les dimensions de la trace du faisceau utile.

Celui-ci pénètre dans la chambre d'expérience par une fenêtre mince

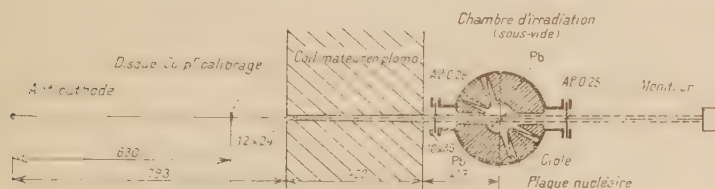


Fig. 13. — Dispositif expérimental.

en aluminium (0,25 mm); il en ressort par une fenêtre identique et va frapper le moniteur d'intensité.

Pendant les expériences, la chambre est vidée d'air par une pompe à palettes.

L'intérieur est rempli d'un bloc de plomb entaillé par des cavités destinées au passage du faisceau et à la mise en place de la cible et des plaques nucléaires.

Toutes ces précautions visent, évidemment, à réduire autant que possible le nombre d'électrons secondaires susceptibles d'atteindre les plaques et de provoquer un fond gênant. En fait, les plaques sont restées exploitables après de longues irradiations (8 heures).

La figure 14 donne le détail de la disposition géométrique des plaques et de la cible. La cible est une feuille mince tendue au travers du faisceau. Les quatre plaques sont disposées symétriquement par rapport à la normale au centre de la cible: cela permet d'obtenir sous quatre angles moyens d'émission des résultats directement comparables d'une plaque à l'autre, malgré une épaisseur moyenne des cibles relativement grande pour des particules α .

Le moniteur ne donne pas des indications immédiatement comparables à celles de l'étalonnage qui ne comportait pas de collimateur. Aussi a-t-on prévu la possibilité d'irradier à 63 cm de l'anticathode un disque de cuivre pour effectuer le test de repérage décrit ci-dessus et calibrer ainsi le moniteur.

Les plaques nucléaires sont des plaques Ilford El de $50\ \mu$ d'épaisseur. Elles ont été choisies pour leur relative insensibilité aux électrons combinée avec une grande netteté des traces de particules α pour toutes les énergies qui nous intéressent (jusqu'à 16 MeV). Les particules α ne

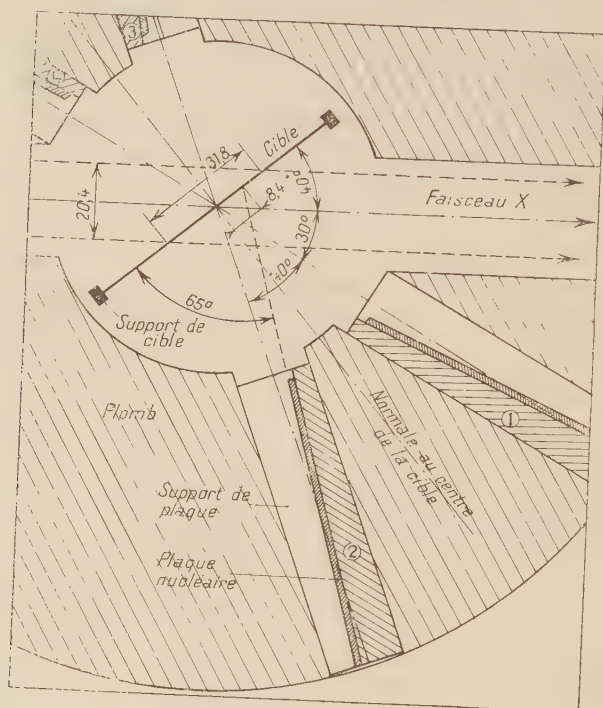


Fig. 14. — Détail du dispositif.

devant jamais beaucoup plonger dans la couche sensible, nous avons employé l'émulsion la plus mince dont nous disposions.

Les plaques d'un type standard (25×75 mm environ), à support de verre étaient glissées dans l'obscurité après numérotation au crayon à bille, dans les rainures de quatre supports spéciaux qui les maintenaient dans les positions indiquées sur la figure.

Les cibles fixées sur un support amovible étaient constituées par des bandes de 25 mm de largeur, découpées dans des feuilles métalliques dont on avait pesé une surface déterminée. Trois cibles seulement furent utilisées dans toutes les expériences :

Cuivre	15,8 mg par centimètre carré		
Nickel	15,0 mg	»	»
Aluminium	8,06 mg	»	»

Ces épaisseurs sont importantes pour des particules α aux énergies que nous aurons à considérer. C'est en effet le parcours de rayons α de 7,7 MeV, 7,4 MeV et 6,2 MeV respectivement. L'interprétation des résultats sera de ce fait plus compliquée qu'avec des cibles très minces et, à nombre de tracés égal, la précision sera moindre.

Cependant, avec des cibles vraiment minces, le nombre de particules α aurait été très petit et leur observation difficile au milieu des traces de protons. Notre solution constitue un compromis qui s'est avéré viable.

Parcours des particules α dans l'émulsion et dans les cibles.

En premier lieu, il nous a fallu adopter une relation énergie-parcours pour les particules α dans l'émulsion. Nous nous sommes pour cela appuyés sur les données fournies par L. Vigneron (62) pour les plaques C₂. Les tableaux publiés par cet auteur pour les protons permettent de passer aux particules α par la formule (μ : parcours des α , μ_p parcours des protons) :

$$\mu(3,971 E) = 0,9928 \mu_p(E) + 0,4 \text{ (en microns),}$$

avec un petit correctif en dessous de 3 MeV.

μ' (microns)	E' (MeV)	$\Delta E'$	μ (microns)	E (MeV)	$\frac{dE}{d\mu}$
5,5	1,70	1,43	8	2,42	0,286
10,5	3,13	1,05	13	3,66	210
15,5	4,18	0,91	18	4,64	182
20,5	5,09	87	23	5,53	174
25,5	5,96	78	28	6,35	156
30,5	6,74	69	33	7,09	138
35,5	7,43	66	38	7,76	132
40,5	8,09	64	43	8,41	128
45,5	8,73	61	48	9,04	122
50,5	9,34	58	53	9,63	116
55,5	9,92	56	58	10,20	112
60,5	10,48	54	63	10,75	108
65,5	11,02	52	68	11,28	104
70,5	11,54	51	73	11,80	102
75,5	12,05	49	78	12,30	0,098
80,5	12,54	48	83	12,78	96
85,5	13,02	47	88	13,26	94
90,5	13,49	46	93	13,72	92
95,5	13,95	45	98	14,18	90
100,5	14,40				

Comme nous avons par la suite groupé les longueurs de traces par tranches de 5 microns, nous avons effectué, par interpolation, le calcul de l'énergie E' correspondant aux limites de ces tranches successives (μ') d'où la valeur E correspondant au milieu de chaque tranche (μ) ainsi que $\frac{dE}{d\mu}$ relatif à E .

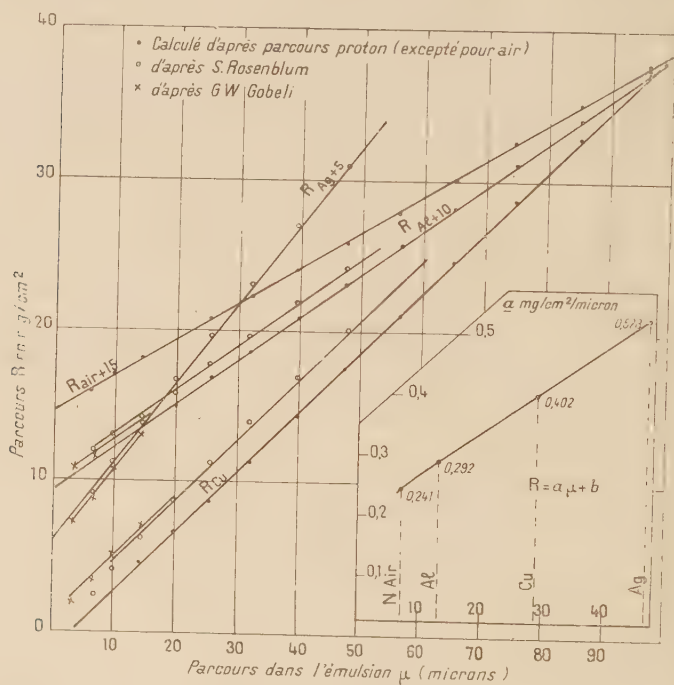


Fig. 15. — Comparaison des parcours α dans l'émulsion et dans divers corps.

Nous avons utilisé des plaques E_1 , certainement assez peu différentes des plaques C_2 au point de vue du parcours. Il était cependant utile de contrôler ce fait par un étalonnage direct. Le parcours des particules α du thorium C et C' est particulièrement indiqué pour cela. D'après le tableau page 839 :

α du ThC' (8,78 MeV) : parcours 45,9 microns.

α du ThC (6,05 MeV) : parcours 26,1 microns.

Un essai sur les plaques E_1 du même lot que celles qui ont servi aux expériences, a donné un accord tout à fait satisfaisant à moins d'un demi-micron pour chaque raie). La relation parcours-énergie adoptée

convient donc parfaitement, avec une précision de 0,1 MeV dans les plus mauvaises conditions.

Pour interpréter les résultats expérimentaux il sera nécessaire de connaître le parcours des particules α dans divers corps (Cu, Ni, Al), pour des énergies s'étendant jusqu'à 15 MeV. N'ayant pas trouvé dans la littérature une étude d'ensemble sur cette question, nous avons rassemblé divers résultats publiés.

Nous avons comparé directement le parcours μ , en microns, dans l'émulsion, tel qu'il est défini ci-dessus, au parcours R en mg/cm² dans chaque matière considérée. Une synthèse de H. Bethe et J. Ashkin (6) fournit R pour l'air (nombre atomique moyen 7,2). Elle donne également les parcours des protons dans l'aluminium ($Z=13$) et le cuivre ($Z=29$) et l'on peut en déduire R par une formule analogue à celle qui a été utilisée pour les parcours dans l'émulsion, à une constante près, cependant.

D'autre part, les mesures directes de S. Rosenblum (52) donnent R dans l'aluminium, le cuivre et l'argent ($Z=47$). Ici aussi intervient une constante additive mal connue, car le parcours total est déterminé avec une précision bien moindre que les différences de parcours.

Enfin pour les basses énergies nous avons trouvé quelques chiffres dans un article récent de G. W. Gobeli (27) pour les mêmes corps.

La figure 15 représente graphiquement tous ces éléments. On constate que :

1) Lorsque μ varie de 10 à 100 microns, la fonction $R(\mu)$ peut, dans tous les cas, être représentée très sensiblement par une droite.

2) Pour un même corps, les trois déterminations de R ne diffèrent l'une de l'autre que d'une valeur constante, c'est-à-dire que les droites représentatives sont parallèles : ceci est bien conforme à ce que l'on pouvait prévoir.

3) On peut donc poser $R = a\mu + b$, a , caractéristique de chaque corps pouvant être déduit du graphique.

On trouve : pour l'air ($Z=7,2$) : $a=0,241$,
 pour Al ($Z=13$) : $a=0,292$,
 pour Cu ($Z=29$) : $a=0,402$,
 pour Ag ($Z=47$) : $a=0,528$.

4) Sur le même graphique, est figurée la fonction $a(Z)$. Elle a une allure tout à fait régulière, presque linéaire. En admettant que cette régularité soit conservée pour les autres corps, on en déduit pour le nickel : $a(28)=0,396$.

Principe d'interprétation. — Soit une cible d'épaisseur e (en mg cm²), dont un élément de surface dS émet, pendant une irradiation, dans la direction faisant un angle β avec la normale et dans l'angle solide $d\Omega$,

un spectre de particules α , par milligramme et par stéradian, représenté par $n(R)dR$, l'énergie de ces particules étant exprimée par leur parcours total R dans la matière de la cible.

Si $\cos \beta$ varie peu pour les différentes positions relatives du point d'émission et du point de la plaque, ce qui est bien réalisé ici, on voit sans peine que le spectre α à la sortie de la cible prend la forme (le trait supérieur désignant la valeur moyenne) :

$$\rho(R)dR = I \cdot dR \cdot \overline{\cos \beta} \int_R^{R + \overline{e/\cos \beta}} n(u) du \quad \text{avec} \quad I = \int d\Omega \cdot dS.$$

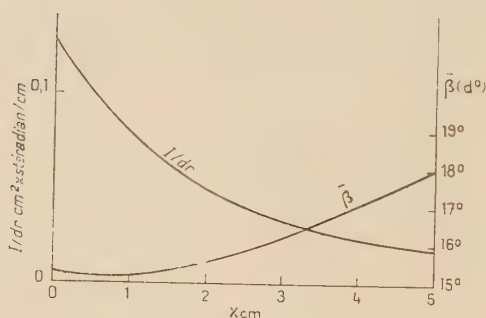


Fig. 16. — Représentation graphique de I/dr et $\bar{\beta}$.

Les plaques nucléaires seront explorées selon des bandes ayant la largeur dr du champ du microscope et une direction parallèle au plan de la cible. L'évaluation de I/dr et $\bar{\beta}$ a été effectuée pour une bande d'exploration située à une distance X du bord antérieur de la plaque.

Le détail du calcul est long mais ne présente pas de particularité notable : pour la disposition géométrique de la figure 14 pour une largeur de cible de 25 mm, une largeur utile de plaque de 24 mm, on trouve les résultats représentés graphiquement sur la figure 16.

Pour chacun des microscopes utilisés on a mesuré la largeur dr du champ et on en déduit la valeur de la fonction $I(X)$.

Calcul de $n(R)$. — $\overline{e/\cos \beta}$ est relativement grand, mais inférieur à $R_{\max}$.

Posons :

$$q(R) = I \overline{\cos \beta} \int_R^{\infty} n(u) du.$$

On a :

$$p(R) = q(R) - q(R + \overline{e/\cos \beta}),$$

donc :

$$q(R) = p(R) + q(R + \overline{e/\cos \beta}).$$

Comme, pour les grandes valeurs de R , $q(R)$ est nul, cette fonction se déduira facilement de proche en proche de $p(R)$, donnée par l'expérience.

Enfin :

$$n(R) = \frac{-1}{I \cos \beta} \frac{dq(R)}{dR}.$$

Or la mesure de la longueur μ des traces dans l'émulsion donnera une fonction $P(\mu)d\mu$. Nous avons vu au paragraphe 3 que dans la zone des énergies considérées, on peut écrire $R = a\mu + b$, a étant déterminé pour chacune des matières utilisées :

$$p(R) = \frac{1}{\left(\frac{aR}{d\mu}\right)} P(\mu) = \frac{1}{a} P(\mu).$$

Posons :

$$m = \frac{(e/\cos \beta)}{a} \quad (\text{ce terme ne dépend pas de } R)$$

$$Q(\mu) = P(\mu) + Q(\mu + m) \quad N(\mu) = -\frac{dQ(\mu)}{d\mu}.$$

On trouve :

$$q(R) = \frac{1}{a} Q(\mu)$$

$$n(R) = \frac{-1}{a^2 I (\cos \beta)} \frac{dQ(\mu)}{d\mu} = \frac{N(\mu)}{a^2 I (\cos \beta)}.$$

Nous devons exprimer le spectre des particules α émises par chaque milligramme de cible, par stéradian, en fonction de l'énergie E de ces particules, sous la forme $n(E)dE$:

$$n(E) = \frac{N(\mu) \left(\frac{d\mu}{dE}\right)}{a I (\cos \beta)} \quad \left(\frac{d\mu}{dE} \text{ est connu pour chaque valeur de } \mu\right).$$

Le processus est en définitive le suivant :

— Pour chaque série de mesures des traces de particules α , on notera les abscisses des bandes explorées et l'on en déduira les valeurs de I , de $(\cos \beta)$, et de $(e/\cos \beta)$, ce qui permettra de calculer ces mêmes quantités pour l'ensemble du comptage, puis :

$$m = e \frac{(1/\cos \beta)}{a};$$

— A partir du spectre brut $P(\mu)d\mu$, on détermine :

$$Q(\mu) = P(\mu) + Q(\mu + m).$$

$Q(\mu)$ doit être une fonction décroissante tendant vers zéro pour les grandes valeurs de μ . Lorsque μ tend vers zéro, $Q(\mu)$ doit tendre vers

une valeur constante, si le spectre d'émission est nul aux basses énergies :

Par dérivation :

$$N(\mu) = -\frac{dQ}{d\mu}.$$

— $aI(\cos \beta)$ étant une constante, E et $\frac{d\mu}{dE}$ étant connus pour chaque valeur de μ , on obtient :

$$n(E) = \frac{N(\mu) \left(\frac{d\mu}{dE} \right)}{aI(\cos \beta)}.$$

— Enfin le nombre total de particules émises, par milligramme de cible et par stéradian, sera :

$$n_{\text{tot}} = \frac{Q(0)}{aI(\cos \beta)}.$$

Expérimentation.

Chaque irradiation, à l'énergie de 30,9 MeV, d'une durée d'environ 8 heures, a fourni quatre plaques nucléaires à analyser. Le cuivre et le nickel ont été irradiés deux fois, l'aluminium trois. Les résultats des diverses irradiations sur une même cible ont été comparés, puis utilisés en totalité pour le tracé des spectres de particules α .

Quant à l'intensité du rayonnement durant les irradiations, elle n'a été mesurée avec toute la précision désirable qu'au cours de la dernière irradiation de chaque cible, après la mise au point de la méthode d'étalonnage : les considérations de sections efficaces ne s'appuieront donc que sur ces seules expériences.

OBSERVATION DES PLAQUES. — Trois microscopes ont été utilisés pour cette observation : deux Nachet modèle II avec objectif $\times 105$, système binoculaire muni de deux oculaires $\times 11$ dont l'un pourvu d'un micromètre ; un Leitz modèle Ortholux avec objectif $\times 100$, oculaire $\times 6$ dont l'un à micromètre.

Les micromètres oculaires ont été étalonnés par comparaison avec un micromètre objectif. Des vérifications ultérieures sur un microscope Koristka pourvu d'une platine, dont le déplacement est mesurable avec une précision de l'ordre du micron, nous ont d'ailleurs montré que le micromètre objectif employé présentait lui-même une précision du même ordre. Nous pouvons donc considérer que les mesures de longueur des traces en projection sur le plan des plaques ne sont pas affectées d'une erreur moyenne supérieure à 1 ou 2 microns.

La longueur des traces dans l'émulsion est mesurée sur le tambour de

déplacement vertical de chaque microscope, avec une estimation de $0,5 \mu$, mais la précision réelle est certainement moins bonne du fait de la latitude de mise au point aux deux extrémités de chaque trace. En outre il faut tenir compte d'un coefficient d'affaissement de l'émulsion au cours du développement. Nous avons adopté le coefficient 2,5 conformément à la moyenne des résultats publiés et aussi aux vérifications effectuées par nous (l'épaisseur mesurée de la gélatine a donné une moyenne de 20μ pour des plaques de 50μ).

La profondeur de plongée des traces peut, en définitive, être affectée d'une erreur assez élevée de l'ordre de 10 p. 100, mais les angles de plongée restant faibles, il n'en résulte pas une erreur sensible sur la longueur totale de chaque trace que l'on peut estimer connue à 2 ou 3 microns près environ.

SÉLECTION DES TRACES. — Le problème le plus important était de distinguer avec certitude les traces α de celles des autres particules et surtout des protons. Sur les plaques E_1 , les protons ne donnent une trace quasi continue que tout à fait en fin de parcours ; par contre les particules α se présentent sous forme d'un trait épais presque continu dans toute la gamme d'énergie considérée ici. Elles se distinguent donc au premier coup d'œil dès que la longueur de leur trace est suffisante, pratiquement, dès qu'elle est supérieure à 8 ou 10 microns.

L'observation se fait par le balayage continu d'une bande à la distance X du petit côté de la plaque, et dès qu'une trace du type α apparaît, on vérifie qu'elle répond aux conditions suivantes :

- 1) elle débute à la surface de l'émulsion ;
- 2) elle fait avec l'axe de la plaque un angle inférieur à 15° environ au centre de la plaque, pouvant exceptionnellement atteindre 25° sur le bord ;
- 3) elle se dirige dans le sens correspondant à la disposition cible-plaque.

Pour les quelques rares traces qui montrent une diffusion élastique dans l'émulsion c'est sur le tronçon antérieur que ces vérifications sont faites.

On fait alors la mesure de la longueur en projection horizontale et de la profondeur de plongée. Un graphique pour chacun des microscopes permet d'en déduire immédiatement la longueur totale μ de la trace, en microns. Ce graphique permet aussi de vérifier que la plongée n'est pas excessive car on y a tracé des droites correspondant à l'angle maximum de plongée compatible avec l'abscisse X de la bande d'exploration.

Toutes les précautions décrites ci-dessus nous ont paru indispensables pour éliminer presque complètement les traces parasites qui ont très peu de chances de répondre aux multiples conditions posées.

Précisons que plus de 11 000 traces ont été mesurées dans ces conditions.

FOND DE TRACES PARASITES. — Malgré toutes les précautions, il est bien certain que quelques traces parasites peuvent être comptées. Leur origine peut provenir de la radioactivité résiduelle du plomb, de réactions (γ , α) dues aux photons diffusés ou de réactions (n , α) provoquées par les neutrons nés dans le plomb du collimateur, par exemple.

Nous avons donc fait plusieurs mesures de ce fond :

- 1) irradiation d'une journée entière à intensité maximum *sans cible* ;
- 2) irradiation de la même importance, le canal du collimateur étant fermé par 10 cm de plomb. Cible de nickel.

Les deux fonds sont très faibles et pratiquement équivalents. C'est sans doute la radioactivité résiduelle du plomb qui en est responsable. Nous avons effectué la correction correspondante sur tous les spectres.

Analyse des traces. Spectres. Effet angulaire.

Les longueurs des traces ont été groupées par tranches de 5 microns (11 à 15, 16 à 20, etc.) centrées sur les valeurs 13, 18, 23, 28, etc.

ANALYSE PAR IRRADIATION (les 4 plaques groupées). — *Cuivre*. — La répartition des 1 757 traces de l'irradiation n° 11 a été comparée à celle des 1 239 traces de l'irradiation n° 23.

La figure 17 représente graphiquement le nombre de traces par tranche pour l'irradiation 23, T₂₃ (fluctuation standard $\sqrt{T_{23}}$, et comparativement T₁₁ $\times$ 0,704 (0,704 = rapport du nombre total de traces). On constate la parfaite compatibilité des deux statistiques.

T_{cu} est le nombre total de traces mesurées (T₁₁ + T₂₃).

Nickel. — La figure 18 donne les mêmes éléments relatifs aux irradiations n° 9 (1 964 traces) et n° 24 (1 332 traces).

L'accord est encore bon avec cependant quelques écarts locaux plus élevés que dans le cas du cuivre, mais non invraisemblables.

Aluminium. — Irradiation nos 15 et 16 (3 515 traces) et n° 22 (539 traces).

La figure 19 montre que l'accord est ici aussi très satisfaisant. On constate en outre que chaque courbe est bien *spécifique* du corps irradié. Pour l'aluminium, cela apparaît immédiatement mais même entre le cuivre et le nickel, les courbes, assez peu différentes, se distinguent cependant.

DÉDUCTION DU SPECTRE DES PARTICULES ÉMISES. — T désigne le nombre de traces par tranche.

Selon les notations ci-dessus nous aurons : $T = 5P$; nous en déduisons $Q = P(\nu) + Q(\nu + m)$ et $N = -\frac{dQ}{d\nu}$ ainsi que $N_{dE}^{d\nu}$ qui nous permettra de tracer le spectre des particules α émises.

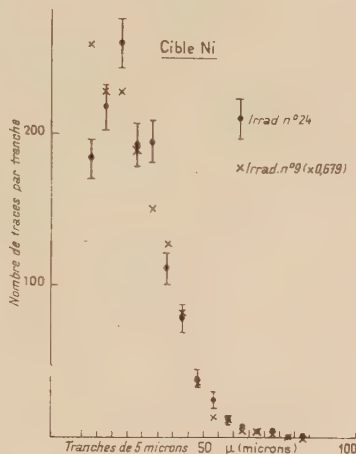
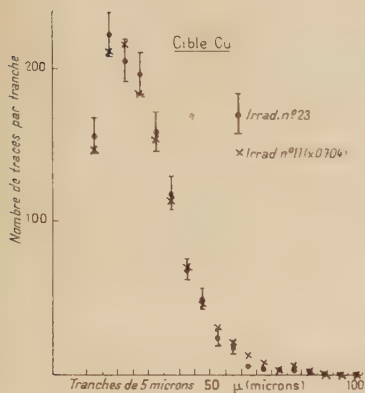


Fig. 17. — Cuivre. Comparaison de deux dépouillements.

Fig. 18. — Nickel. Comparaison de deux dépouillements.

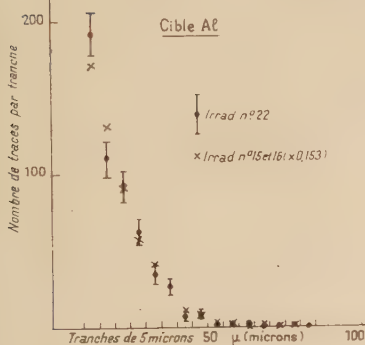


Fig. 19. — Aluminium. Comparaison de deux dépouillements.

Il faut d'abord calculer m pour chaque cible : $m = \frac{e(1/\cos \beta)}{a}$.

$$\text{Cuivre} = \frac{15,8 \times 1,037}{0,402} = 40,7 \text{ microns.}$$

$$\text{Nickel} = \frac{15,0 \times 1,037}{0,396} = 39,3 \text{ microns.}$$

$$\text{Aluminium} = \frac{8,06 \times 1,037}{0,292} = 28,6 \text{ microns.}$$

Cuivre.

μ moy. microns	T = 5P	ΔT	5Q	$\Delta 5Q$	5ON	$\Delta S_0 N$	E (MeV)	$5N \frac{d\mu}{dE}$	Δ
13	365	13,4	433	14,7					
18	524	16,0	572	16,8	0		3,7		
23	514	15,9	539	16,3	99	22,7	4,6	0	
28	458	15,0	473	15,3	151	21,4	5,5	57	13
33	378	13,6	388	13,8	179	19,5	6,3	97	14
38	282	11,8	294	12,0	217	16,6	7,1	130	14
43	168	9,1	171	9,2	176	14,2	7,8	164	13
48	117	7,6	118	7,6	101	11,0	8,4	137	11
53	70	5,9	70	6,0	66	9,2	9,0	83	9
58	50	5,0	52	5,1	44	7,0	9,6	57	8
63	26	3,6	26	3,6	36	5,8	10,2	39	6,2
68	16	2,8	16	2,8	17	4,1	10,7	33	5,4
73	9	2,1	9	2,1	3	3,7	11,3	16	3,9
78	13	2,5	13	2,5	6	2,4	11,8	3	3,6
83	3	1,2	3	1,2	12	2,6	12,3	6	2,5
88	1	0,7	1	0,7	3	1,4	12,8	12	2,7
93	0	0,7	0	0,7	~ 0	1,4	13,3	3	1,5
98	2	1,0	2	1,0	~ 0	1,4	13,7	0	1,5
					1 110		14,2	~ 0	1,5

La lettre Δ est une estimation de la fluctuation pour une probabilité 0,5 environ.

La dérivée est estimée égale au dixième de la différence sur 10 microns entourant le point considéré : cela suppose une certaine régularité des courbes spectrales.

La figure 20 représente graphiquement le spectre $N \frac{d\mu}{dE}$ en fonction de E.

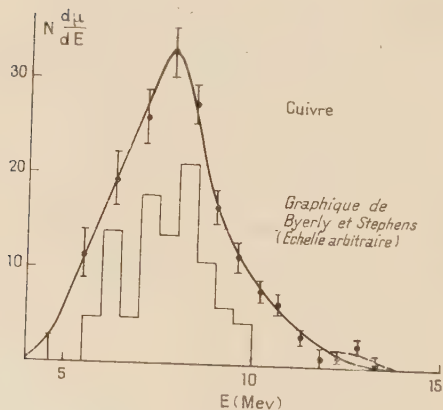


Fig. 20. — Cuivre. Spectre α .

Des calculs analogues aboutissent aux graphiques de la fig. 21 pour le *nickel* et de la fig. 22 pour l'*aluminium*. Il n'y a aucune difficulté à tracer trois courbes spectrales compatibles avec les points calculés.

Pour le cuivre et le nickel elles ont une forme « en cloche » que l'on pouvait attendre de courbes d'émission de particules α ; vers les basses énergies, elles débutent apparemment un peu avant

5 MeV, atteignent leur maximum vers 8 MeV, puis tendent progressivement vers zéro qu'elles atteignent pratiquement aux environs de 14 MeV. On pourrait peut-être distinguer vers les hautes énergies un très léger excédent de particules, produisant une faible bosse sur la courbe normale, mais ce serait là une conclusion hasardeuse, bien

Fig. 21.
Nickel. Spectre α .

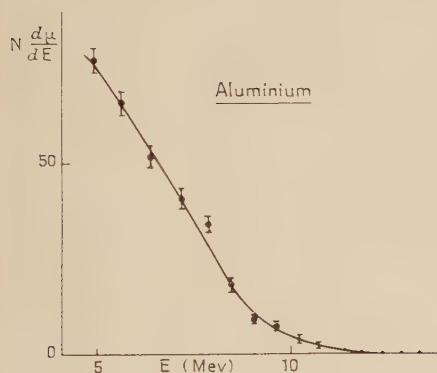
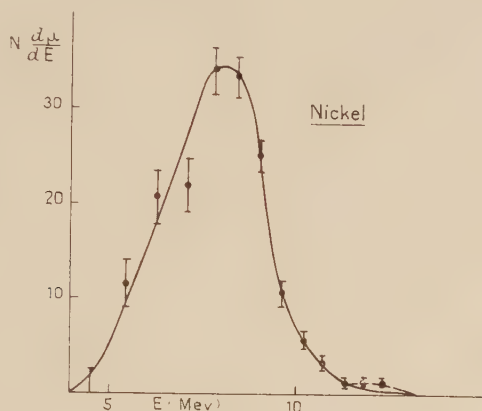


Fig. 22.
Aluminium. Spectre α .

qu'un effet photonucléaire direct analogue à celui qu'on observe avec les protons soit susceptible de la justifier.

Pour l'aluminium, seule la branche descendante de la courbe apparaît. On n'obtient ni le point de départ effectif aux basses énergies, ni même un maximum. La diminution de la barrière de potentiel est susceptible de justifier ces constatations.

Il sera nécessaire pour la suite de connaître pour chaque corps :

$$N_{\text{tot}} = \int_{\mu_{\min}}^{\mu_{\max}} N d\mu = Q(\mu_{\min}).$$

Pour le *cuivre* on trouve : $N_{\text{tot}} = 1110/10 = 111$.

Pour le *nickel* : $N_{\text{tot}} = 1202/10 = 120$.

Pour l'*aluminium*, et pour des particules α de plus de 3.5 MeV :

$$N(E > 3,5) = Q(13) = 286.$$

EFFET ANGULAIRE. — Les angles moyens d'émission en direction des quatre plaques sont sensiblement : 34° , 66° , 114° , 146° . La mise en lumière d'un effet angulaire se heurte cependant à plusieurs difficultés :

— Pour chacune des directions le nombre des traces est relativement faible et, par conséquent, les fluctuations statistiques relativement importantes.

— Pour des raisons diverses, on ne dispose pas des quatre plaques pour toutes les irradiations.

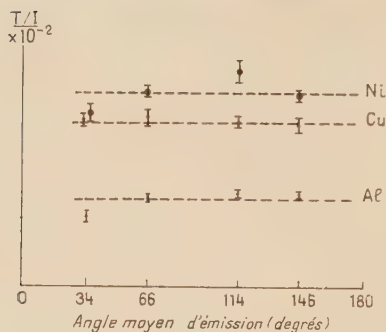


Fig. 23. — Effet angulaire.

On a cependant calculé, pour chaque direction et pour l'ensemble des irradiations concernant chaque cible, le rapport T/I

(nombre de traces de plus de 10μ divisé par I , en stéradians $\times \text{cm}^2$, peut rendre les résultats comparables).

La figure 23 représente graphiquement les résultats.

Pour le *cuivre* on constate, sans aucun doute, qu'à la précision de l'expérience le phénomène est isotrope. Pour le *nickel* et l'*aluminium* une faible anisotropie semble se manifester, selon une loi analogue pour les deux corps, d'ailleurs.

Toutefois c'est loin d'être une certitude car des erreurs systématiques de quelques centièmes peuvent incontestablement se superposer aux fluctuations statistiques : variations dans le développement pouvant conduire à quelques confusions pour les traces les plus courtes, léger décalage de la chambre d'irradiation par rapport à l'axe du faisceau, etc.

Il paraît donc raisonnable d'admettre que le phénomène est très probablement isotrope, les légères tendances à l'anisotropie, pour le nickel et l'aluminium, ne pouvant être confirmées ou infirmées que par une nouvelle étude expérimentale, spécialement dirigée dans ce sens.

De toute façon, on aura une bonne précision, sur la totalité des particules émises, en rapportant aux 4π stéradians la somme des comptages relatifs aux diverses plaques.

Calibrage du faisceau. Sections efficaces.

a) Le calibrage du faisceau n'a été effectué, avec précision, que pour les irradiations n° 22 (Al), 23 (Cu), 24 (Ni).

CUIVRE (n° 23). — Irradiation de 440 minutes, correspondant, d'après le test de repérage, à $5,14 \cdot 10^9$ « spectres-types » au niveau de la cible, soit $5,14 \cdot 10^9 \cdot 2,48 \cdot 10^{-6} = 12\,700$ « röntgens calculés ».

Les calculs développés au paragraphe précédent donnent N_{tot} pour les irradiations 11 et 23. Pour rapporter les résultats à la seule irradiation 23, il faudra multiplier par : 0,413.

$$n_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{tot}}}{aI \cos \beta} = \frac{111 \times 0,413}{0,402 \cdot 0,1445 \cdot 0,964} = 816.$$

C'est le nombre de particules émises par milligramme et par stéradian durant l'irradiation n° 23.

Nombre *total* de particules α émises par milligramme :

$$n_{\text{tot}} \cdot 4\pi = 10\,200.$$

Par spectre type : $\frac{10\,200}{5,14 \cdot 10^9} = 1,99 \cdot 10^{-6}$.

Par röntgen : $\frac{10\,200}{12\,700} = 0,8$.

NICKEL (n° 24). — Irradiation de 440 minutes.

Nombre de spectres types : $5,08 \cdot 10^9$, soit : 12 600 « röntgens » :

$$n_{\text{tot}} = \frac{120 \cdot 0,404}{0,396 \cdot 0,1317 \cdot 0,964} = 962.$$

Nombre total de particules α émises *par milligramme* pendant l'irradiation 24 : $962 \cdot 4\pi = 12\,100$.

Par spectre type : $2,39 \cdot 10^{-6}$.

Par « röntgen » : 1,0.

ALUMINIUM (n° 22). — Irradiation de 440 minutes.

Nombre de spectres types : $5,24 \cdot 10^9$, soit : 13 000 röntgens :

$$n(E > 3,5) = \frac{286 \times 0,133}{0,292 \cdot 0,1201 \cdot 0,964} = 1\,125.$$

Nombre *total* de particules α de plus de 3,5 MeV émises *par milligramme* pendant l'irradiation 22 : $1\,125 \cdot 4\pi = 14\,100$.

Par spectre type : $2,70 \cdot 10^{-6}$.

Par röntgen : 1,1.

Remarque. — Les röntgens ne sont donnés qu'à titre indicatif, pour permettre d'effectuer des comparaisons avec d'autres mesures. Leur

mode de calcul est d'ailleurs un peu arbitraire et donne des résultats différents selon le dispositif d'ionisation supposé.

La précision à escompter dans les calculs ci-dessus dépend essentiellement de celle qu'il convient d'attribuer au terme N_{tot} ou $N(E > 3,5)$. Comme le calibrage a été effectué sur les irradiations nos 22, 23, 24, c'est d'après elles que l'on doit raisonner. Partant du nombre maximum de traces comptées par tranche, pour ces irradiations, on trouve :

$$\text{Cu (n° 23)} \quad T_{\text{max}} = 224 \quad \text{Précision} \sim 6,7 \text{ p. } 100,$$

$$\text{Ni (n° 24)} \quad T_{\text{max}} = 259 \quad \text{Précision} \sim 6,2 \text{ p. } 100,$$

$$\text{Al (n° 22)} \quad T_{\text{max}} = 192 \quad \text{Précision} \sim 7,2 \text{ p. } 100.$$

b) SECTIONS EFFICACES. — D'après les résultats ci-dessus, on ne peut envisager de tracer une courbe de section efficace puisque l'on n'a travaillé qu'à une seule énergie. Toutefois si on admet une forme déterminée pour cette courbe, on pourra en trouver la grandeur en valeur absolue. Or, à la précision de l'ordre de 10 p. 100 que nous pouvons seulement espérer actuellement, il n'y a pas d'inconvénient à adopter une forme très simple, s'inspirant des courbes de section efficace du genre (γ, α) ou même (γ, p) car l'effet global du spectre de freinage n'est pas très sensible à de légères modifications de la fonction σ .

CUivre. — Considérons *a priori* une courbe σ assimilable à un triangle de hauteur σ_m pour 22 MeV et ayant sa base entre 14 et 28 MeV sur l'axe des énergies. D'où :

— nombre de particules α produites par le spectre type et par atome : $\sigma_m \cdot 98,6$;

— par milligramme : $\sigma_m \cdot 0,948 \cdot 10^{19}$.

L'expérience donnant : $1,99 \cdot 10^{-6}$:

$\sigma_m = 2,1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ à 12 p. 100 près (en estimant à 5 p. 100 l'incertitude sur la forme de la fonction σ) :

$$\sigma_m = 2,1 \pm 0,2 \text{ m. barn},$$

$$\int \sigma dk = 0,015 \text{ MeV barn} \pm 0,002.$$

NICKEL. — Avec la même courbe de section efficace :

$$\sigma_m = 2,4 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2 = 2,4 \pm 0,3 \text{ m. barn}.$$

$$\int \sigma dk = 0,017 \text{ MeV-barn} \pm 0,002.$$

ALUMINIUM. — Ici, par comparaison, avec les courbes du type (γ, p) on peut adopter pour la courbe σ une forme triangulaire, ayant sa base

entre 12 et 26 MeV sur l'axe des énergies et son maximum, pour 20 MeV. On obtient (avec une incertitude plus forte que ci-dessus) :

$$\sigma_m = 1,0 \pm 0,2 \text{ m barn.}$$

$$\int \sigma dk = 0,007 \text{ MeV-barn} \pm 0,001.$$

Il est important de noter qu'il s'agit de section efficace pour l'émission de particules α de plus de 3,5 MeV.

COMPARAISON AVEC D'AUTRES RÉSULTATS PUBLIÉS. — Dans une expérience analogue à la nôtre, mais portant sur beaucoup moins de traces α , Byerly et Stephens (15), ont trouvé, dans le cas du cuivre, une émission isotrope (à 30 p. 100 près) présentant une répartition spectrale tout à fait compatible avec la nôtre (fig. 20), et comportant $0,04 \cdot 10^6$ particules α atome gramme/röntgen à l'énergie bétatron de 24 MeV (soit 0,6 par milligramme et par röntgen), avec une incertitude de 50 p. 100. Nous trouvons 0,8 particule par milligramme et par röntgen, ce qui est tout à fait compatible, d'autant plus que nous fonctionnons à 31 MeV au lieu de 24.

D'autre part Haslam, Smith et Taylor (31), ont tracé, par la méthode radioactive, une courbe de section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu} (\gamma, \alpha) ^{61}\text{Co}$. Elle a une forme voisine de la forme triangulaire que nous considérons ci-dessus, avec un maximum aux environs de 1,5 m. barn.

Notre résultat se rapportant au cuivre naturel et à l'émission des particules α par tous les processus possibles, donne $2,1 \pm 0,2 \text{ m. barn}$: c'est d'un ordre de grandeur voisin, mais un peu supérieur. On peut l'expliquer par la présence de ^{63}Cu dans le cuivre naturel, et aussi par la possibilité d'émission de particules α par réactions $(\gamma, \alpha x)$.

En définitive nos résultats pour le *cuivre* sont tout à fait compatibles avec les déterminations analogues publiées à ce jour et ils présentent une précision supérieure.

Pour le *nickel* et l'*aluminium* il n'a encore été publié aucun résultat par ailleurs à notre connaissance, sauf, en partie, par nous-même (10).

Confrontation des résultats avec la théorie de l'évaporation.

La théorie de l'évaporation, telle qu'elle a été développée par Weisskopf et Ewing (65) et Blatt et Weisskopf (8), a servi de base à la plupart des interprétations proposées pour expliquer les réactions photonucléaires sur les noyaux moyens et lourds. En ce qui concerne l'émission de neutrons et de protons, un accord généralement satisfaisant que l'ajustage de divers paramètres permet encore d'améliorer, est obtenu. Toutefois pour les particules émises avec une énergie élevée, un phénomène nouveau apparaît : l'expulsion directe de nucléons par les pho-

tons. Le nombre de particules est supérieur aux prévisions et leur répartition n'est pas isotrope (20) (22). La théorie de E. D. Courant (19) fournit une assez bonne explication de ce phénomène particulier, qui pour des énergies photoniques de l'ordre de 30 MeV maximum, n'intervient que pour une faible part de l'ensemble du spectre d'émission.

Pour les particules α , il paraît donc logique de faire la comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie de l'évaporation. Un travail de ce genre a déjà été effectué par Heinrich, Waffler et Walter (33), dans le but de calculer le rapport $\frac{\sigma(\gamma, \alpha)}{\sigma(\gamma, n)}$ dans les quelques cas où $\sigma(\gamma, \alpha)$ est connu. Nous nous placerons ici à un point de vue assez différent, cherchant surtout à trouver la forme de la courbe d'émission des particules.

PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — L'absorption d'un photon d'énergie k peut être représentée par l'équation $A + \gamma \rightarrow A^* k$, la quantité entre crochets [] indiquant l'énergie d'excitation du noyau affecté d'un astérisque. Le noyau A^* n'acquiert qu'une énergie de recul négligeable.

Pour l'émission d'un neutron ou d'une particule α , les équations s'écrivent (en indiquant par Q l'énergie de liaison correspondante) :

$$\begin{cases} A^*[k] \xrightarrow{Q_n} B^*[E_B] + n \\ A^*[k] \xrightarrow{Q_\alpha} C^*[E_C] + \alpha. \end{cases}$$

Si T désigne l'énergie cinétique de la particule émise, on aura :

$$\begin{aligned} E_B &= k - Q_n - \frac{M_{B^*} + M_n}{M_{B^*}} T_n \simeq k - Q_n - \frac{M_A}{M_B} T_n, \\ E_C &\simeq k - Q_\alpha - \frac{M_A}{M_C} T_\alpha. \end{aligned}$$

Pratiquement, on pourra admettre que $\frac{M_A}{M_B} \neq 1$; mais il paraît logique de donner à $\frac{M_A}{M_C}$ sa valeur un peu supérieure à 1 et de poser : $\frac{M_A}{M_C} T_\alpha = x$:

$$\begin{aligned} E_B &\simeq k - Q_n - T_n \\ E_C &\simeq k - Q_\alpha - x. \end{aligned}$$

Les énergies cinétiques se trouvent ici calculées dans le système du centre de gravité du noyau final et de la particule émise, du fait que A^* ne possède qu'une énergie cinétique négligeable.

Le spectre d'émission d'une particule α a la forme :

$$K \cdot (2I_x + 1) \cdot m_x \cdot T_x \sigma(T_x) \cdot \omega(E) \cdot dT.$$

m_x, I_x : masse et spin de la particule, $\sigma(T_x)$: section efficace d'absorption de cette particule d'énergie cinétique T_x (SCG) par le noyau final (processus inverse),

$\omega(E)$: densité de niveaux du noyau final pour une excitation E . K est un coefficient, fonction de l'énergie d'excitation de $A^* (k)$ et tel que l'ensemble des processus de désexcitation donne une probabilité 1.

Ici on obtient dans les deux cas ci-dessus :

$$\begin{cases} n : 2K(k) \cdot T_n \cdot \sigma_B(T_n) \cdot \omega_B(E_B) dT_n \neq 2K(k) \cdot \overline{\sigma_B} \cdot T_n \cdot \omega_B(E_B) dT_n, \\ x : 4K(k) T_x \cdot \sigma_C(T_x) \cdot \omega_C(E_C) dT_x. \end{cases}$$

C'est la valeur des fonctions σ qui produit la grande différence entre les diverses possibilités, au moins sur les noyaux moyens et lourds. En effet $\sigma(T_n)$ est grand et presque constant pour toutes les valeurs utiles et il est légitime de le remplacer par sa valeur moyenne $\overline{\sigma_B}$; par contre, $\sigma(T_x)$, du fait de la barrière de Coulomb, décroît extrêmement vite avec l'énergie. Nous aurons besoin de connaître cette fonction qui a été calculée selon la théorie du « continuum » par Blatt et Weisskopf (7) dont nous adopterons les résultats.

Si les noyaux A n'étaient susceptibles que d'une seule énergie d'excitation, les formules ci-dessus donneraient à un coefficient près la forme des courbes d'émission. Malheureusement l'utilisation du rayonnement de freinage conduit à un spectre d'excitation et il est nécessaire de calculer, au moins relativement, la fonction $K(k)$ pour effectuer une sommation correcte.

Le spectre d'excitation correspondant à l'irradiation par le spectre type s'écrit $P(k) \cdot \sigma_\gamma(k) dk$, $P(k)$ étant la fonction calculée au chapitre I, $\sigma_\gamma(k)$ la section efficace d'absorption des photons par le noyau A .

Pour poursuivre notre raisonnement nous devons faire de nouvelles hypothèses. Nous admettons donc que la désexcitation de A n'a qu'une très faible chance de s'effectuer par la réémission d'un photon, dès que le seuil d'émission d'un neutron est atteint (Blatt et Weisskopf (9) suivis par le groupe de Zürich (33) et plus ou moins implicitement par la plupart des auteurs, par exemple : (22) (38) (60)). Dans le cas de noyaux voisins du cuivre ou du nickel, ce sera presque exclusivement un neutron qui sera émis, ce qui conduit à écrire (pour chaque valeur k) :

$$2K(k) \overline{\sigma_B} \int_0^{k-Q_n} T_n \cdot \omega_B(E_B) dT_n = 1,$$

d'où :

$$2K(k) = \frac{1}{\overline{\sigma_B} \int_0^{k-Q_n} T_n \cdot \omega_B(E_B) dT_n}.$$

Le spectre α devient :

$$2T_{\alpha} \cdot \sigma_{\alpha}(T_{\alpha}) \cdot dT_{\alpha} \int_{Q_{\alpha}+x}^{k_{\max}} \omega_c(E_c) \cdot P(k) \cdot \sigma_{\gamma}(k) \cdot 2K(k) \cdot dk$$

σ_{γ} étant assimilé à :

$$\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n).$$

DENSITÉ DE NIVEAUX. — Le terme $\omega(E)$ est assez mal connu et il faut également lui donner une forme quelque peu hypothétique. Nous nous bornerons à la formule proposée par Blatt et Weisskopf (8), d'après diverses considérations théoriques :

$$\omega(E) = C \cdot p \cdot \exp \sqrt{aE},$$

C et a étant fonction du nombre de masse A . C n'interviendra pas dans nos raisonnements, car variant peu avec A , il s'éliminera de nos équations.

a par contre, fait l'objet de déterminations assez diverses. Selon Weisskopf et Ewing (65) pour $A \simeq 50$, on pourrait adopter $a = 1,6 \sqrt{A - 40}$; d'après Weisskopf (66) plusieurs auteurs, en particulier R. Chastel (18), P. Morrisson (47), posent $a = 3,4 \sqrt{A - 40}$. Cependant un travail expérimental de P. C. Gugelot (30), sur la réaction (p, n) conduit à des valeurs nettement plus élevées dans l'ensemble et fait apparaître des variations non seulement avec A , mais aussi avec Z .

En fait en changeant la valeur de a , on ne provoque pas des modifications très considérables des courbes spectrales, ainsi que nous le verrons plus loin et dans bien des cas la différence reste dans les limites des erreurs expérimentales. Il n'y a donc pas lieu de trop s'inquiéter des incertitudes qui l'affectent.

Le coefficient p est un terme de parité, dont la valeur n'est également déterminée que très grossièrement. Comme Heinrich, Waffler, Walter (33) nous poserons :

$p = 0,5$ pour un noyau pair-pair ;

$p = 1$ pour un noyau pair-impair ou impair-pair ;

$p = 2$ pour un noyau impair-impair.

Ce terme n'affecte d'ailleurs pas la forme des spectres.

L'intégrale $\int_0^{k-Q_n} T_n \omega_B(E_n) dT_n$ peut se calculer directement, avec l'expression adoptée pour ω .

$$I = \int_0^{k-Q_n} T_n \exp \sqrt{a(k - Q_n - T_n)} dT_n,$$

posant : $u = \sqrt{a(k - Q_n)}$, on trouve :

$$I = \frac{2}{a^2} [2e^u(u^2 - 3u + 3) + (u^2 - 6)].$$

Enfin les calculs exigent une connaissance précise des termes Q . Nous nous sommes partout référé au travail de Wapstra et Hui-zenga (63) : ces auteurs ont rassemblé et critiqué les diverses déterminations des masses isotopiques et énergies de liaison pour un grand nombre de noyaux et leurs conclusions forment un tout homogène, qui paraît très sûr. En outre, pour des noyaux voisins, les erreurs possibles doivent être du même ordre de grandeur, ce qui réduit leur influence sur les calculs.

CUIVRE 63.

$$\begin{array}{ll} {}^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, n) {}^{62}_{29}\text{Cu} & Q_n = 10,6 \text{ MeV} \\ {}^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, \alpha) {}^{59}_{27}\text{Co} & Q_\alpha = 5,9 \text{ MeV.} \end{array}$$

Les calculs ont été poussés au maximum pour le cuivre 63 qui est l'isotope le plus abondant du cuivre naturel. Pour σ_γ , on a adopté la section $\sigma(\gamma, n)$ telle qu'elle figure au chap. I, avec un léger supplément aux hautes énergies pour tenir compte de $\sigma(\gamma, 2n)$.

Le terme de parité p , vaut 2 pour ${}^{62}\text{Cu}$, 1 pour ${}^{59}\text{Co}$. On a donc : $4K(k) = \frac{1}{\sigma_B} I$, I étant l'intégrale définie ci-dessus :

$$I(k) = \int_0^{k-Q_n} T_n \exp \sqrt{a(k-Q_n-T_n)} dT_n.$$

$\sigma_\alpha(T_\alpha)$ a été calculé pour le cobalt 59 d'après Blatt et Weisskopf (7), en supposant un rayon nucléaire égal à $r_0 A^{\frac{1}{3}} + \rho$ et $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm ; $\rho = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm.

Le calcul a été effectué pour deux valeurs de a très éloignées l'une de l'autre :

- 1) $a = 1,6\sqrt{A-40}$, soit 7,5 pour ${}^{62}\text{Cu}$, 7 pour ${}^{59}\text{Co}$.
- 2) a choisi d'après l'article de Gugelot (30), soit $a = 30$ pour ${}^{62}\text{Cu}$, $a = 28$ pour ${}^{59}\text{Co}$.

Soit J l'intégrale $J(x) = \int_{Q_\alpha+x}^{k_{\max}} \exp \sqrt{a'(k-Q_\alpha-x)} \frac{P(k) \cdot \sigma_\gamma(k)}{I(k)} dk$ avec $x = \frac{M^{63}\text{Cu}}{M^{59}\text{Co}} T_\alpha$.

Le spectre des particules α sera exprimé par :

$S(T_\alpha) dT_\alpha = \frac{T_\alpha \cdot \sigma_C(T_\alpha)^a T_\alpha}{\sigma_B} \cdot J(x)$, et si l'on fait abstraction de σ_B on aura la forme de ce spectre.

La figure 24 donne la représentation comparative des deux déterminations de $S(T_\alpha)$, ainsi que le spectre expérimental.

On constate qu'à quelques détails près la courbe expérimentale est en bon accord avec la courbe théorique correspondant aux grandes

valeurs de α , alors que l'autre courbe est décalée de 1 à 2 MeV vers les hautes énergies. Les valeurs de α , telles qu'elles ont été déterminées par Gugelot paraissent donc convenir particulièrement bien au problème posé ici.

Il semble toutefois que nous ayons un léger excès de particules de basse énergie, bien que l'importance des erreurs possibles tant sur le nombre que sur l'énergie puisse expliquer cette différence.

Nous nous sommes posé le problème de savoir si par processus $(\gamma, n\alpha)$, on ne pourrait pas expliquer par la théorie de l'évaporation, l'émission de particules de faible énergie. Pour cela il faut calculer d'abord le

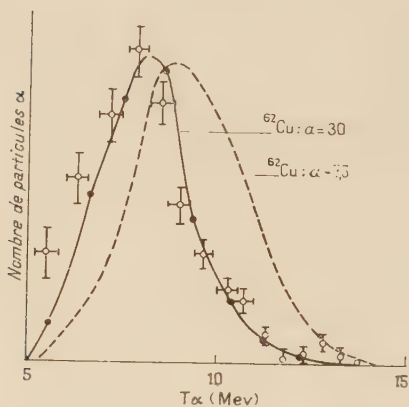


Fig. 24. — Courbes théoriques d'émission α pour ^{63}Cu et points expérimentaux pour le cuivre naturel.

spectre d'excitation du ^{62}Cu résultant de l'émission d'un neutron, puis traiter ce noyau comme il a été fait pour ^{63}Cu . Les calculs sont longs et assez peu précis en raison de l'incertitude aux très basses énergies sur la très faible section efficace d'absorption d'une particule α par le noyau final. Il apparaît cependant que les particules α réémises par ^{62}Cu sont extrêmement peu nombreuses, même si l'on suppose qu'en dessous du seuil d'émission d'un neutron, la désexcitation du noyau s'effectue une fois sur deux par émission d'une particule α (si l'énergie d'excitation le permet). Entre 5 et 8 MeV l'augmentation du nombre de particules α doit être de l'ordre de 1 sur 1 000 seulement, ce qui ne modifie pas la forme de la courbe.

CUIVRE 65 ET CUIVRE NATUREL. — Le même calcul a été effectué sur des bases analogues pour ^{65}Cu :

$$\begin{cases} Q_n = 9,8 \text{ MeV} \\ Q_\alpha = 6,3 \text{ MeV} \end{cases}$$

Nous avons adopté :

$$a = 31 \text{ pour } {}^{64}\text{Cu.}$$

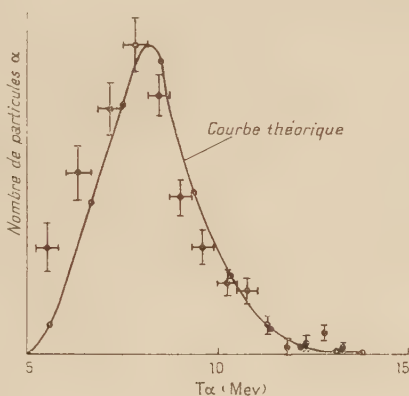
$$a = 29 \text{ pour } {}^{61}\text{Co.}$$

La valeur de σ_γ a été déduite de la fonction $\sigma(\gamma, n)$ publiée par Johns, Katz, Douglas, Haslam (36).

Le spectre $S(T_\alpha)$ a une forme très voisine de ${}^{63}\text{Cu}$.

Le cuivre naturel comportant environ 70 pour 100 de ${}^{63}\text{Cu}$ et le terme $\bar{\sigma}_B$ étant sensiblement le même dans les deux cas, $S(T_\alpha)$ a été

Fig. 25. — Courbe théorique et points expérimentaux pour le cuivre naturel.



également calculé pour lui. La courbe théorique du cuivre naturel (fig. 25) a une forme voisine de celle de ${}^{63}\text{Cu}$.

Il est intéressant de remonter au nombre total de particules émises sous l'action du spectre-type. Pour cela, il faut estimer $\bar{\sigma}_B$. D'après Blatt et Weisskopf, nous prenons : $\sigma_B = 145 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Le nombre de particules α émises par spectre type et par atome de cuivre serait donc : $\frac{6.500}{16^{27} \cdot 145}$ et par milligramme : $0,948 \cdot 10^{19}$ fois plus, soit : $0,42 \cdot 10^{-6}$ désintégrations/milligramme spectre type.

Expérimentalement nous avons trouvé $1,99 \cdot 10^{-6}$, soit 4 à 5 fois plus. En fait l'ordre de grandeur est comparable et, comme l'ont montré Heinrich, Waffler et Walter (33), on ne peut espérer beaucoup mieux d'une telle vérification. En effet, plusieurs grandeurs intervenant dans le calcul ont une influence importante sur $\sigma(\gamma, \alpha)$, sans pour cela agir autant sur la forme des spectres. Telles sont, par exemple, les valeurs de Q_n et Q_α , du rayon nucléaire, de $\bar{\sigma}_B$, de σ_γ , du terme de parité. Les

auteurs de l'article cité admettent donc comme normales des variations de 1 à 10 en moyenne au cours de leurs vérifications. Nous sommes ici nettement dans ces limites.

NICKEL. ALUMINIUM. — Nous n'avons pas poussé jusqu'au bout les mêmes calculs dans le cas du *nickel*. Nous avons simplement vérifié que les résultats restaient du même ordre de grandeur que dans le cas du cuivre. Le résultat final est donc certainement très voisin et les mêmes conclusions peuvent s'en tirer puisque les résultats expérimentaux sont presque identiques.

Pour ce qui est de l'*aluminium*, un tel calcul n'aurait pas grand sens; c'est en effet un noyau trop léger pour que la théorie s'applique même approximativement, car on ne peut considérer ici une fonction densité de niveaux régulière et continue. D'autre part, du fait de l'abaissement de la barrière de potentiel et de la valeur des seuils, l'émission d'un proton est à peu près aussi probable que celle d'un neutron, ce qui nécessiterait une modification complète de notre méthode de calcul et en rendrait douteuse la validité. Un essai limité que nous avons tenté dans ce sens montre cependant que la courbe expérimentale peut certainement s'ajuster sur une courbe calculée avec des hypothèses vraisemblables.

Il ressort de ce qui précède que l'emploi du rayonnement de freinage ne se prête pas très bien à la vérification de la théorie de l'évaporation, en raison du « spectre d'excitation » qu'il communique au noyau cible. Avec un niveau d'excitation bien déterminé on peut obtenir directement la fonction densité de niveaux (en se ramenant le cas échéant à la notion de température nucléaire). Ici pour effectuer les intégrations, on doit adopter une forme *a priori* pour cette fonction qui a certainement en réalité une allure plus complexe; il n'est donc pas étonnant que selon les expériences, le coefficient à faire figurer dans cette formule pour assurer le meilleur accord puisse varier quelque peu.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

— L'étalonnage du rayonnement de freinage d'un bétatron, indispensable pour l'interprétation de toute expérience, peut s'effectuer avec une précision de quelques centièmes, par une méthode d'ionisation ou par la mesure précise et absolue d'une réaction nucléaire. Un test de radioactivité fournit un contrôle permanent et facile des appareils de mesure.

— Les réactions (γ , α), produites par le faisceau d'un bétatron, sont susceptibles d'être étudiées par la méthode des plaques nucléaires,

moyennant diverses précautions destinées à protéger les plaques contre le rayonnement et à éliminer toute trace parasite.

— Avec des cibles relativement épaisses, un procédé d'interprétation a été mis au point.

— La statistique des traces de particules α , dans le cas du cuivre, du nickel et de l'aluminium, a permis de remonter aux spectres d'émission (au-dessus de 3,5 MeV). Dans le cas du cuivre, le résultat est en accord avec une autre publication ; pour les deux autres corps, il est nouveau.

— Le nombre de particules émises sous l'action d'un spectre donné (ou par rayöntgen) a été calculé. Il est en accord avec un résultat publié sur le cuivre.

— Une estimation du maximum de la section efficace (γ, α) concorde bien avec la seule mesure antérieure sur les mêmes corps (^{65}Cu) ; elle donne une indication pour Ni et Al.

— La théorie de l'évaporation, complétée de diverses hypothèses habituellement admises, donne pour le cuivre des courbes d'émission de particules α analogues à la courbe expérimentale. Toutefois pour obtenir un accord excellent, il faut adopter une densité de niveaux conforme à certains résultats expérimentaux, mais un peu différente de celle qui est souvent adoptée. Le nickel donne lieu aux mêmes remarques. La théorie de l'évaporation ne peut s'appliquer que très grossièrement à l'aluminium.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BAKER et KATZ. — *Nucleonics*, U.S.A., 1953, **11**, n° 2, 14.
- (2) BALDWIN et KLAIBER. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1948, **73**, 1156.
- (3) R. BASILE et P. SCHUHL. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1955, **16**, 372.
- (4) R. BASILE. — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1956, **243**, 1759.
- (5) BETHE et HEITLER. — *Proc. Royal Soc.*, Sect. A, G.-B., 1934, **146**, 83.
- (6) BETHE et ASHKIN. — *Experimental Nuclear Physics*. John Wiley et Sons, Inc., New York, éd., 1953, **1**, 67.
- (7) BLATT et WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley et Sons, Inc., New York, éd., 1952, 345.
- (8) BLATT et WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley et Sons, Inc., New York, éd., 1952, 365.
- (9) BLATT et WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley et Sons, Inc., New York, éd., 1952, 376.
- (10) F. BOBARD, G. BOULÈGUE et P. CHANSON. — *C. R. Acad. Sci.*, Fr., 1957, **244**, 1761.
- (11) N. BOHR. — *Nature*, G.-B., 1936, **137**, 344.
- (12) G. BOULÈGUE. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1955, **16**, 372.

- (13) G. BOULÈGUE. — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1957, **244**, 881.
- (14) B. BURTT. — *Nucleonics*, U.S.A., 1949, **5**, n° 2, 28.
- (15) BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **83**, 54.
- (16) CHADWICK et GOLDBABER. — *Nature*, G.-B., 1934, **134**, 237.
- (17) R. CHASTEL. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1953, **14**, 50, 56.
- (18) R. CHASTEL. — *C. R. Acad. Sci., Fr.*, 1956, **242**, 2337.
- (19) E. D. COURANT. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **82**, 703.
- (20) CURTIS, HORNBOSTEL, LEE et SALANT. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1950, **77**, 290.
- (21) DE WIRE, ASHKIN et BEACH. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **83**, 505.
- (22) DIVEN et ALMY. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1950, **80**, 407.
- (23) M. FEIX. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1955, **16**, 719.
- (24) FLOWERS, LAWSON et FOSSEY. — *Proc. Phys. Soc., Sect. B.*, G.-B., 1952, **65**, 286.
- (25) FOOTE et KOCH. — *Rev. Sci. Instrum.*, U.S.A., 1954, **25**, 746.
- (26) GLEASON, TAYLOR et TABERN. — *Nucleonics*, U.S.A., 1951, **8**, n° 5, 12.
- (27) G. W. GOBELI. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1956, **103**, 275.
- (28) L. H. GRAY. — *Proc. Roy. Soc., Sect. A*, G.-B., 1936, **156**, 578.
- (29) B. GRINBERG et LE GALLIC. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1956, **17**, 35 A.
- (30) P. C. GUGELOT. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **81**, 51.
- (31) HASLAM, SMITH et TAYLOR. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **84**, 840.
- (32) HASLAM, CAMERON, COOKE et CROSBY. — *Can. J. Phys.*, Canada, 1952, **30**, 349.
- (33) HEINRICH, WAFFLER et WALTER. — *Helv. Phys. Acta*, Suisse, 1956, **29**, 3.
- (34) W. HEITLER. — *The quantum Theory of Radiation*. Clarendon Press, Oxford, G.-B., éd., 1954.
- (35) HIRZEL et WAFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, Suisse, 1947, **20**, 273.
- (36) JOHNS et autres. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1950, **80**, 1062.
- (37) KATZ et CAMERON. — *Can. J. Phys.*, Canada, 1951, **29**, 518.
- (38) KATZ et CAMERON. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **84**, 1115.
- (39) KOCH et CARTER. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1950, **77**, 165.
- (40) LAWSON et PERLMAN. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1948, **74**, 1190.
- (41) M. LAX. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1947, **72**, 61.
- (42) LLOYD et ZUMWALT. — *Rapport de l'A.E.C.*, U.S.A., mars 1950.
- (43) MANN, HALPERN et ROTHMANN. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1952, **87**, 146.
- (44) MAXIMON et BETHE. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1952, **87**, 146.
- (45) MILLAR. — *Can. J. Phys.*, Canada, 1953, **31**, 262.
- (46) MILLAR et CAMERON. — *Can. J. Phys.*, Canada, 1953, **31**, 723.
- (47) P. MORRISON. — *Experimental Nuclear Physics*. John Wiley et Sons, Inc., New York, éd., 1953, **2**, 45.
- (48) NABHOLZ, STOLL et WAFFLER. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1952, **86**, 1043.
- (49) PERLMAN et FRIEDLANDER. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1948, **74**, 442.
- (50) PUTMAN. — *J. of Radiology*, U.S.A., 1946, **23**, 265.
- (51) ROBSON et GREGG. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1957, **105**, 619.
- (52) S. ROSENBLUM. — *Ann. Phys.*, Fr., 1928, **10**, 408.
- (53) L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1946, **70**, 87.
- (54) L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **83**, 252.
- (55) C. SCHUHL. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1956, **17**, 97 A.
- (56) A. SOMMERFELD. — *Atombau und Spektrallinien*. Friedr. Vieweg et Sohn, Braunschweig, All., éd., 1951, 2^e vol., 55r.

- (57) K. STRAUCH. *Annual Rev. in Nuclear Science* (*Annual Reviews*, inc., Stanford California, U.S.A.), 1953, **2**, 105.
 - (58) SZILARD et CHALMERS. — *Nature*, G.-B., 1934, **134**, 494.
 - (59) E. W. TITERTON. — *Progress in Nuclear Phys.* Butterworth-Springer, London, G.-B., 1955, **4**, 1.
 - (60) TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1951, **82**, 709.
 - (61) TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1953, **92**, 363.
 - (62) L. VIGNERON. — *J. Phys. Radium*, Fr., 1953, **44**, 145.
 - (63) WAPSTRA et HUIZENGA. — *Phys. Netherl.*, 1955, **21**, 367.
 - (64) WEINSTOCK et HALPERN. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1955, **100**, 1293.
 - (65) WEISSKOPF et EWING. — *Phys. Rev.*, U.S.A., 1940, **57**, 472.
 - (66) WEISSKOPF. — *Lecture Series in Nucl. Phys.*, U.S.A., 1947, 1175.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTE

**Polarisation longitudinale
et anisotropie des émissions β .**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 18 mai 1958.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

